

B E R I C H T E
aus dem
I N S T I T U T F Ü R M E E R E S K U N D E
an der
Christian-Albrechts-Universität Kiel

Nr. 164

1 9 8 7

STRUKTUR UND DYNAMIK EINER MESOSKALIGEN FRONT
IM WIRBELFELD DES NORDATLANTISCHEN STROMES

STRUCTURE AND DYNAMICS OF A MESOSCALE FRONT
IN THE EDDY FIELD OF THE NORTH ATLANTIC CURRENT

von

Jürgen Fischer

DOI 10.3289/IFM-BER-164

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden bei:

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abteilung Regionale Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
D-2300 Kiel 1, FRG

Diese Arbeit wurde 1986 als Dissertation bei der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität eingereicht.

Inhalt

	Seite
ZUSAMMENFASSUNG	v
SUMMARY	ix
 I EINLEITUNG	 1
I.1 Nomenklatur und Definition von Fronten im Ozean	1
I.2 Frontenerzeugende Mechanismen - Kinematik und Dynamik . . .	4
I.2.1 Dynamisch passive Skalare - kinematische Frontogenese	8
I.2.2 Dynamisch aktive Skalare - dynamische Frontogenese . .	9
I.3 Beobachtungen an Fronten	12
I.3.1 Thermohaline Strukturen	13
I.3.2 Dichtefeld, Baroklinität und Strömungen	16
I.3.3 Isopyknische potentielle Vorticity	19
I.3.4 GATE (1974) - ein Lagrangesches Batfish Experiment . .	21
I.3.5 Batfish-Beobachtungen am "warm core"-Ring 82 H	23
I.4 Modelluntersuchungen mesoskaliger Fronten im offenen Ozean .	26
I.5 Die Bedeutung mesoskaliger Fronten im Ozean	31
I.6 Ziele der Arbeit und Konzept eines Experiments zur Unter- suchung mesoskaliger Fronten im synoptischskaligen Umfeld .	 34
 II DER SEASONAL AND REGIONAL OCEAN VARIABILITY EXPLORER SEA ROVER 1981	 37
II.1 Konzept des SEA-ROVER-Systems	37
II.2 Technische Beschreibung des SEA-ROVER-Systems	39
II.2.1 Das Schleppfischsystem	39
II.2.2 Das Mikroprozessor-Bordgerät	42
II.2.3 Meßsonde im Schleppfisch	43
II.2.4 Schleppanordnung auf FS "Poseidon"	44
II.2.5 Navigation und Strömungsmessung	46
II.2.6 Echtzeitdatenverarbeitung	46
II.2.7 Meteorologische Anlage	47
 III DAS EXPERIMENT NOA'81 UND DIE HYDROGRAPHISCHE SITUATION	 48
III.1 Das Meßgebiet: die nordatlantische Polarfront	48
III.2 Hydrographische Situation aus historischen Daten	51
III.2.1 Vertikale Schichtung	51
III.2.2 Mittlere Verteilungen von T,S,P auf Dichteflächen	53
III.2.3 Isopyknische potentielle Vorticity	56
III.3 Großräumige Variabilität aus den langen Schleppfisch-Schnitten	 61

	Seite
IV VERARBEITUNG, BEREINIGUNG UND FEHLERBETRACHTUNGEN DER HYDROGRAPHISCHEN DATEN	66
IV.1 Datenverarbeitung und Bereinigung	66
IV.2 Fehlerbetrachtungen in den Daten und Folgeprodukten	71
IV.2.1 Numerisches Experiment zur Fehlerabschätzung	76
IV.2.2 Vertrauensbereiche in den objektiv analysierten Feldern	78
IV.2.3 Synoptizität	80
V OBERFLÄCHENSTRÖMUNGEN IM MESSGEBIET	81
VI THERMOHALINE STRUKTUREN AN DER POLARFRONT	85
VI.1 Synoptischskalige Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt auf Dichteflächen	85
VI.2 Thermohaline Strukturen in den hochaufgelösten Schnitten	93
VI.3 Mittlere Profile und Standardabweichungen	98
VI.4 Thermoklinität	103
VI.5 Diskussion der Ergebnisse	107
VII BAROKLINITÄT AN DER POLARFRONT	111
VII.1 Synoptischskalige Druckverteilung auf Isopyknen	111
VII.2 Baroklinität auf den Schnitten C311 und C312	115
VII.3 Diskussion der Ergebnisse	118
VIII ISOPYKNISCHE POTENTIELLE VORTICITY (IPV)	120
VIII.1 Synoptischskalige Strukturen des Isopyknenabstands	120
VIII.2 IPV auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$	127
VIII.3 IPV und Wassermassencharakteristik	130
VIII.4 Das IPV-Differenzprofil	133
VIII.5 Lokale Anomalien des Isopyknenabstands	135
VIII.6 Diskussion der Fehlerquellen im Isopyknenabstand	143
VIII.6.1 Modulation des Isopyknenabstands durch diabatische Prozesse	143
VIII.6.2 Modulation des Isopyknenabstands durch interne Wellen	146
VIII.7 Diskussion der Ergebnisse	147
IX SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK	153
LITERATUR	156
FIGURE CAPTIONS	164

Contents

	Page
SUMMARY	ix
 I INTRODUCTION	 1
I.1 Nomenclature and definition of fronts in the ocean	1
I.2 Mechanisms of frontogenesis - kinematics and dynamics . . .	4
I.2.1 Dynamically passive scalars - kinematic frontogenesis	8
I.2.2 Dynamically active scalars - dynamic frontogenesis . .	9
I.3 Observations of fronts	12
I.3.1 Thermohaline structures	13
I.3.2 Density, baroclinicity and currents	16
I.3.3 Isopycnic potential vorticity	19
I.3.4 GATE (1974) - a lagrangian batfish experiment	21
I.3.5 Batfish-observations at "warm core"-ring 82 H	23
I.4 Models of open ocean mesoscale fronts	26
I.5 The role of mesoscale fronts in the ocean	31
I.6 Aims of the thesis and concept of an experimental investi- gation of mesoscale fronts in a synoptic-scale flow field	34
 II THE SEASONAL AND REGIONAL OCEAN VARIABILITY EXPLORER SEA ROVER 1981	 37
II.1 Concept of the SEA-ROVER system	37
II.2 Technical description	39
II.2.1 The towed fish	39
II.2.2 The microprocessor board unit	42
II.2.3 The scientific payload - CTD	43
II.2.4 Towing arrangement on board FS "Poseidon"	44
II.2.5 Navigation and current measurements	46
II.2.6 Real-time data processing	46
II.2.7 Meteorological system	47
 III THE EXPERIMENT NOA'81 AND THE HYDROGRAPHIC SITUATION	 48
III.1 The experimental site: the North Atlantic Polar Front . .	48
III.2 Climatological distributions	51
III.2.1 Vertical structure	51
III.2.2 Mean distributions of T,S,P on density	53
III.2.3 Isopycnic potential vorticity	56
III.3 Large-scale variability from gyrescale SEA-ROVER sections	61

	Page
IV PROCESSING, EDITING AND ERROR ESTIMATION OF HYDROGRAPHIC DATA	66
IV.1 Data processing and editing	66
IV.2 Errors in the raw data and derived quantities	71
IV.2.1 Numerical estimation of uncertainties in derived quantities	76
IV.2.2 Confidence limits in the objectively analysed fields	78
IV.2.3 Synopticity	80
V SEA SURFACE CURRENTS IN THE SURVEY AREA	81
VI THERMOHALINE STRUCTURES AT THE POLAR FRONT	85
VI.1 Synoptic-scale distributions of temperature and salinity on density	85
VI.2 Sections of temperature and salinity versus density	93
VI.3 Mean profiles und standard deviations	98
VI.4 Thermoclinicity along sections	103
VI.5 Discussion	107
VII BAROCLINICITY AT THE POLAR FRONT	111
VII.1 Synoptic-scale depth of isopycnals	111
VII.2 Baroclinicity along sections C311 und C312	115
VII.3 Discussion	118
VIII ISOPYCNIC POTENTIAL VORTICITY (IPV)	120
VIII.1 Synoptic-scale structures of isopycnic spacing	120
VIII.2 IPV on $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$	127
VIII.3 IPV and water masses	130
VIII.4 Profile of IPV differences	133
VIII.5 Local anomalies of isopycnic spacing	135
VIII.6 Error sources of isopycnic spacing	143
VIII.6.1 Modulation of isopycnic spacing due to diabatic processes	143
VIII.6.2 Modulation of isopycnic spacing due to internal waves	146
VIII.7 Discussion	147
IX CONCLUSIONS AND SUGGESTIONS FOR THE FUTURE	153
REFERENCES	156
FIGURE CAPTIONS	164

ZUSAMMENFASSUNG

Relative Maxima thermohaliner Gradienten und der Gradienten der isopyknischen potentiellen Vorticity, schmalbandige Jets mit starken horizontalen Scherungen und extreme Schrägstellungen der Isopyknen sind charakteristische Merkmale mesoskaliger Fronten im Ozean. Die experimentelle Untersuchung dieser Strukturen und ihrer Ursachen bildet den Inhalt dieser Arbeit.

Grundlage dieser Arbeit ist die Expedition NOA'81, die im Sommer 1981 an der Nordatlantischen Polarfront mit einem neu entwickelten Meßsystem, dem SEA-ROVER, durchgeführt wurde. Der SEA-ROVER ist ein komplexes Meßsystem, mit dem die Hydrographie in den oberen Schichten des Ozeans (0 - 75 m) und Oberflächenströmungen vom fahrenden Schiff (bis zu 10 Knoten) aus erfaßt werden können. Meteorologische Anlage, Navigation und Echtzeitdatenverarbeitung vervollständigen das System. Temperatur, Leitfähigkeit und Druck wurden mit einem aktiv tauchenden Schleppfischsystem entlang einer sägezahnförmigen Bahn aufgezeichnet; die horizontale Auflösung lag bei etwa 400 m. Oberflächenströmungen lagen im Abstand von ca. 10 - 20 km vor (Leach, 1986).

Starke meridionale Gradienten der klimatologischen Verteilungen von Temperatur, Salzgehalt und potentieller Vorticity auf Dichteflächen sind typisch für das Gebiet um 50° N westlich des Mittelatlantischen Rückens (Bauer und Woods, 1984; Stammer und Woods, 1986). Intensive Mäander- und Wirbelaktivität (Krauß, 1986) zeigt, daß diese Region besonders geeignet ist, die Verschärfung gyreskaliger Gradienten in mesoskalige Fronten zu untersuchen. Das Vermessungsschema erfaßte die synoptischskaligen Strukturen durch ein Netz zonaler und meridionaler Schnitte zwischen 50° N und 52° N sowie 31° W und 37° W, und eine mesoskalige Front im Zentrum dieses Gebietes durch zehn engabständige (5 Seemeilen) Schnitte senkrecht zur Front.

Neuartige Probleme der Kalibrierung, der Anpassungszeiten der Sensoren und deren Temperaturabhängigkeit wurden durch die hohen Tauchgeschwindigkeiten (~ 2 m/s) des Schleppfisches hervorgerufen. Diese Probleme konnten durch Nachkalibrierung, Bereinigung und Reduzierung der Daten zum größten Teil beseitigt werden. Die Genauigkeit der Meßgrößen reichten aus, die starken Signale in den oberen Schichten des Ozeans aufzulösen.

Die Darstellung auf Isopyknen führt zu einer Zerlegung des Parameterfeldes in dynamisch passive Größen (Temperatur und Salzgehalt auf Isopyknen) und

dynamisch aktive Größen (Tiefe der Isopyknen und isopyknische potentielle Vorticity). Außerdem wird der Einfluß der internen Wellen auf die Verteilung der passiven Parameter durch dieses Verfahren eliminiert, und Wassermassengrenzen können anhand eines Parameters (z.B. Temperatur auf Isopyknen) definiert werden.

Ursprünglich unregelmäßig verteilte Daten werden durch objektive Analyse auf ein gleichabständiges Gitter (10 km x 10 km) interpoliert. Flächen-darstellungen der verschiedenen Parameter können verglichen und miteinander kombiniert werden.

Die synoptischskaligen Verteilungen der dynamisch passiven und aktiven Parameter in der saisonalen Sprungschicht zeigen untereinander ähnliche Strukturen. Ein mäandrierender Verlauf der Wassermassengrenze zwischen dem subtropischen- und dem subarktischen Gyre kennzeichnet die hydrographischen Gegebenheiten innerhalb des Meßgebietes. Die meridionale Auslenkung der Isothermen beträgt etwa 100 km, und die zonale Wellenlänge des synoptischskaligen Mäanders liegt zwischen 150 km und 200 km. Der kalte salzarme Mäanderbogen wird zyklonal umströmt und liegt im allgemeinen näher zur Meeresoberfläche als der antizyklonale warme und salzreiche Mäanderbogen. Auf diesen Skalen (~ 100 km) ist der vertikale Abstand zwischen benachbarten Isopyknen die dominierende Komponente der dynamisch aktiven isopyknischen potentiellen Vorticity (IPV). Geringe Isopyknenabstände im zyklonalen Mäandertrog bedeuten hohe IPV und große Isopyknenabstände im Mäanderrücken niedrigere IPV-Werte.

Der thermohaline Kontrast zwischen den Wassermassen nimmt mit der Tiefe zu, wobei der Temperatureinfluß dominiert. Salzgehalte kleiner als $34.8 \cdot 10^{-3}$ sind typisch für den Kaltwasserbereich, größere für den Warmwasserbereich. Gleichzeitig nehmen die Längenskalen des Isopyknenabstands vertikal zu und die Korrelationslängen auf den tieferen Isopyknen gleichen denen des Temperaturfeldes. Auf den höher liegenden Isopyknen (im N^1 -Maximum) wird die Mäanderstruktur durch kleinskalige (~ 10 km) Prozesse teilweise maskiert. Dies gilt auch für die Isopyknentiefe, deren Variabilität sowohl durch Frontenbaroklinität als auch durch interne Wellen hervorgerufen wird. Geschlossene Stromlinien, Isothermen und Isoplethen der IPV am Süden des zyklonalen Mäanderbogens weisen auf das Abschnüren eines zyklonalen Wirbels hin. In diesem Bereich werden die größten Isopyknentiefen beobachtet, und die mit der Baroklinität verbundene vertikale Zunahme des geostrophischen Stromes deutet auf ein internes Geschwindigkeitsmaximum hin.

T-S-Verhältnis und IPV sind auf der tiefsten Isopykne des Meßbereichs signifikant miteinander korreliert. Diese Korrelation wird durch das "Einfrieren" dieser Größen in der saisonalen Sprungschicht zum Zeitpunkt der frühjährlichen Erwärmung begründet. Die Untersuchung ergibt außerdem, daß die mittlere IPV im Trog des Mäanders durch Vernachlässigung der relativen Vorticity um etwa 10 % unterschätzt wird. Im schwächer gekrümmten antizyklonalen Rücken sind dagegen keine Unterschiede feststellbar. Mittlere IPV-Differenzen zwischen den Mäandern können somit aus hydrographischen Daten allein geschätzt werden und ergeben ein Vertikalprofil, dessen Vorzeichen sich innerhalb der saisonalen Sprungschicht umkehrt.

Die Flanke der Mäander bildet eine mesoskalige Front, die sich durch extreme Thermoklinität und durch starke IPV-Gradienten (bis zu $0.05 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pro Kilometer) auszeichnet. Diese Front ist in den objektiv analysierten Feldern etwa 20 km - 30 km breit und ihre Längenskala entspricht der Mäanderamplitude. Durch Vernachlässigung der relativen Vorticity werden die IPV-Gradienten senkrecht zur Front um einen Faktor 2 unterschätzt. In den Konfluenzzonen des Geschwindigkeitsfeldes werden dabei Gradienten beobachtet, die fünfmal größer als die klimatologischen IPV-Gradienten dieser Region sind.

Feinstrukturen der dynamisch aktiven und passiven Parameter werden auf einzelnen Schnitten durch diese Front untersucht. Auf diesen Schnitten ist der Übergang zwischen kaltem salzarmem Wasser zu warmem salzreichem Wasser etwa 7 km breit. Die Thermoklinität beträgt bis zu 0.6 K/km. Bänderstrukturen, deren T-S-Verhältnis von dem der Umgebung abweicht, werden durch schmale Jets auf beiden Seiten des Thermoklinitätsmaximums advektiert. Diese Bänder werden jeweils durch Zonen extremer thermohaliner Gradienten begrenzt, die an der Obergrenze der saisonalen Sprungschicht zur zyklonalen Seite des Jets verschoben sind; ein Ergebnis, das mit Modellvorhersagen konsistent ist. Die Horizontalskalen der Baroklinität und Thermoklinität zeigen keine Unterschiede. Dabei wird nur der Anteil der Isopyknenneigung als Frontenbaroklinität interpretiert, dessen Phase sich zwischen den Schnitten nicht geändert hat.

Schmale Bereiche mit starker zyklonaler Scherung und breitere antizyklonal gescherte Bereiche charakterisieren die asymmetrische Struktur der Jets. Lokale Rossby-Zahlen in der Größenordnung von 0.5 sind ein Maß für den ageostrophischen Anteil dieser Strömungen. Positive Abweichungen des

Isopyknenabstands vom Mittelwert werden besonders auf der zyklonalen Seite des einen Strombandes beobachtet. Die Kompensation der relativen Vorticity durch Strecken von Vortexelementen vermag allerdings nur einen Teil der Abstandsanomalie zu erklären. Die Korrelation zwischen T-S-Verhältnis und IPV deutet vielmehr darauf hin, daß mit den Temperaturanomalien auch Anomalien der IPV durch die Jets advektiert werden. Beide Prozesse, Strecken von Vortexelementen und IPV-Advektion in schmalen Bändern stehen im Einklang mit Modelluntersuchungen instabiler mesoskaliger Fronten.

SUMMARY

Relative maxima of temperature-, salinity- and potential vorticity-gradients between isopycnals, narrow jets with strong horizontal shears and extreme baroclinicity are characteristic features of mesoscale fronts in the ocean. The aim of this thesis is an experimental investigation of those structures and their dynamical causes.

This work is based on the expedition NOA'81 carried out within 11 days during summer 1981 at the North Atlantic Polar Front using our new developed **Seasonal and Regional Ocean Variability Explorer (SEA-ROVER)**. The data set comprises hydrographic (CTD) data of the upper 75 m along an undulating track of a towed (up to 10 knots) 'batfish' type vehicle, and sea surface velocities deduced from absolute (satellite) navigation and a hull mounted electromagnetic log (Leach, 1986). Temperature, conductivity and pressure are measured with a horizontal resolution of about 400 m, and a vertical resolution of about 60 cm after data reduction. According to the time interval between successive satellite fixes the along track resolution of the current measurements was about 10 - 20 km (Leach, 1986).

The climatological distributions of temperature, salinity and potential vorticity between density surfaces in August show strong meridional gradients in the region around 50° N west of the Midatlantic Ridge (Bauer and Woods, 1984; Stammer and Woods, 1986). Intensive meandering and eddy activity (Krauß, 1986) shows, that this area is favourable to investigate the enhancement of gyrescale gradients to mesoscale fronts. The survey pattern was designed to resolve the synoptic-scale structures between 50° - 52° N and 31° - 37° W and within this area a mesoscale front was encountered by 10 sections (each 75 km long and 10 km apart) cutting the front almost perpendicular.

New problems concerning with calibration, time constant behaviour of the sensors and their temperature dependency were caused by high diving speeds (~ 2 m/s) of the towed fish. Most of these problems were reduced by the data processing and editing and the final accuracy of the parameters was sufficient to resolve the strong signals of the upper ocean.

Isopycnic analysis is used to discriminate between dynamical passive (temperature and salinity on isopycnals) and dynamical active parameters (depth of isopycnals, potential vorticity between isopycnals). Additionally

the internal wave signal is eliminated in the distribution of passive scalars and water masses are characterized by temperature or salinity alone.

In order to compare and combine the quantities from both hydrographic and velocity data it was necessary to interpolate the measured data onto an equally spaced (10•10 km) grid. The gridpoint data were then used to draw maps of various quantities on density surfaces.

The synoptic-scale distributions of dynamically active and passive parameters all show similar structures in the seasonal thermocline. Hydrographically the survey area is characterized by the meandering water mass boundary between the subtropic and subarctic gyre, with a meridional displacement of about 100 km and a zonal wave-length of about 150 to 200 km estimated from the temperature distribution. The flow around cold and fresh water masses is cyclonic and isopycnals are in general closer to the surface than in the anticyclonic warmer and saltier meander. On these scales (~ 100 km) the vertical spacing between isopycnals is the dominant term in the field of isopycnic potential vorticity (IPV), which is a dynamical active parameter. Small values of isopycnic spacing in the meander trough have large IPV and large spacing in the ridge means lower IPV.

The thermohaline contrast between the water masses dominated by temperature increases with depth. The boundary may be described by the constant salinity $37.8 \cdot 10^{-3}$. The horizontal length scale of the spacing between isopycnals increases with depth approaching the temperature correlation scale on the deepest isopycnal. Within the N^2 -maximum the meander structure is partly masked by small-scale (~ 10 km) processes. This is also true for the depth of isopycnals, which is modulated both by frontal baroclinicity and the internal wave field. Closed streamlines, isotherms and IPV-isopleths at the southern end of the cyclonic meander may be interpreted as the separation of an eddy. This region is associated with a depth maximum indicating a vertically increasing geostrophic flow, which might cause an internal velocity maximum.

Water mass (T-S) and isopycnic potential vorticity on the deepest isopycnal are significantly correlated. This correlation is thought to be established during the vernal rise of the mixed layer and the subduction of the isopycnals into the seasonal thermocline. It is possible to estimate mean IPV-differences between meander trough and ridge by using only hydrographic data. This lead to a profile, in which the IPV-difference changes sign with

depth. The uncertainty induced by neglecting the relative vorticity is about 10 % in the trough and almost negligible within the ridge.

The synoptic-scale flow field shows a confluence between the cyclonic and anticyclonic meander. It is in this region, where the strongest cross-front thermoclinicity and IPV-gradients (five times the climatological gradient) can be observed. This mesoscale front has a cross-front width of about 20 - 30 km and a length scale comparable to the meander amplitude. The Rossby number of the flow field is so large, that the IPV-gradients will be underestimated by a factor two by neglecting the relative vorticity.

High resolution sections perpendicular to the front reveal detailed fine-structure of both dynamically active and passive parameters. Thermoclinicity up to 0.6 K/km in a narrow zone of 7 km width characterizes the transition from cold and fresh to warm and saline waters. Bands with anomalous T-S are advected by narrow jets at either side of this transition zone. Each band is associated by extreme isopycnic temperature gradients and vertically inclined axes of maximum thermoclinicity. At the upper boundary of the seasonal thermocline these maxima are shifted towards the cyclonic side of the jet, a result consistent with the prediction of two-dimensional frontogenesis models (Onken, 1986). Frontal baroclinicity and thermoclinicity structures have essentially the same horizontal scales.

The frontal jets show strong asymmetries with the largest shear on the cyclonic side and weaker anticyclonic shear in a somewhat wider region. Local Rossby numbers up to 0.5 emphasize the ageostrophic nature of these jets. Positive deviations from mean isopycnic spacing are observed at the cyclonic side of the jet, where vortex stretching should compensate the positive relative vorticity. The excess of the spacing anomaly and the correlation between T-S and IPV indicates that the advection of T-S anomaly is accompanied by an advection of anomalous IPV. Both processes, vortex stretching and advection of IPV-streaks are predicted by models of unstable mesoscale fronts (Onken, 1986).

I EINLEITUNG

Die Bildung von Fronten ist das Hauptmerkmal turbulenter Prozesse in rotierenden, potentielle Vorticity erhaltenden Flüssigkeiten. Die Kenntnis der Frontendynamik ist die Voraussetzung zum Verständnis der irreversiblen Umverteilung von Energie, Enstrophie, Wärme und Frischwasser an ozeanischen Fronten. Dazu sind sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen, wie die in der vorliegenden Arbeit, unerlässlich.

Eine ausführliche Darstellung der Ziele dieser Arbeit und der daraus abgeleiteten experimentellen Strategie (Abschnitt I.6) folgt im Anschluß an eine Literaturübersicht. Diese Literaturstudie beginnt mit der Definition einer Front im Ozean (Abschnitt I.1). Im Abschnitt I.2 werden Mechanismen diskutiert, die zur Bildung ozeanischer Fronten führen. Anhand von Beobachtungen werden charakteristische Strukturen identifiziert, die zur Diagnose ozeanischer Fronten herangezogen werden können (Abschnitt I.3). Im Anschluß daran werden Modelle beschrieben, die charakteristische Merkmale simulieren und verschiedene Stadien im Lebenszyklus der Fronten darstellen (Abschnitt I.4). Den Abschluß des Literaturstudiums bildet eine Diskussion über die Bedeutung der Fronten für physikalische und biologische Prozesse.

I.1 Nomenklatur und Definitionen von Fronten im Ozean

Fronten gehören zu den auffälligsten Signalen im Ozean und sind deshalb schon früh beobachtet worden. Der Versuch, die Bezeichnung Front mit einem Adjektiv wie 'thermisch' zu versehen, legt schon einen Typ fest, dient aber nicht einer Verallgemeinerung des Begriffes "Front". Der Vorschlag von Cromwell und Reid (1956) lautete sinngemäß, eine Front sei ein Band an der Meeresoberfläche, in dem sich die Dichte abrupt ändert. Verallgemeinert man diese Definition, wie bei Bowman und Esaias (1978), so sind Fronten Bereiche, in denen die Gradienten eines oder mehrerer ozeanischer Parameter ein relatives Maximum erreichen. Diese Parameter können dann zum Beispiel Salzgehalt, Temperatur oder Dichte, aber auch chemischer oder biologischer Natur sein. Diese Definition beinhaltet keine Aussage über Skalen, Erzeugungs- und Auflösungsmechanismen, Lebensdauer oder dynamische Eigenschaften der Fronten. Der Stand der Erkenntnisse bis zum Jahr 1978 ist in einigen Review-Artikeln (Johannessen, 1975; Woods, 1978; Mooers, 1978, sowie Bowman und Esaias, 1978) zusammengefaßt und soll hier nur kurz referiert werden.

Fronten sind stark anisotrope Erscheinungen, deren Längenausdehnung (Längsfrontskala) oft ein Vielfaches der Breite der Front (Querfrontskala) beträgt. Die Definition einer Querfrontskala ist schon deshalb schwierig, weil die Analyse dynamisch passiver und aktiver Parameter zu unterschiedlichen Antworten führen kann (Woods, 1978). Auf diese Unterschiede wird in den Abschnitten I.2, I.3 und I.4 näher eingegangen. Die Längenausdehnung überdeckt einen weiten Skalenbereich von planetarischer Ausdehnung bis in den Bereich von Metern.

Beobachtungen zeigen, daß Fronten in allen Ozeanen vorkommen. Obwohl in erster Linie Oberflächenphänomene, wurden Fronten auch in tieferen Bereichen beobachtet (Overflow, Dietrich et al., 1975).

In Anlehnung an die meteorologische Nomenklatur unterteilte Woods (1980) das Spektrum ozeanischer Bewegungen in verschiedene Skalenbereiche (Abb. 1.0). Diese Klassifizierung erfolgte aufgrund dimensionsloser Zahlen, die im Übergangsbereich zwischen den Skalen charakteristische Werte annehmen. Bewegungsvorgänge, deren Längenskalen zwischen einigen 100 km und ozeanweiter Ausdehnung liegen, wurden unter der Bezeichnung "Gyreskala" zusammengefaßt. Sehr kleine Rossby-Zahlen

$$Ro = \frac{U}{fL} \ll 1$$

charakterisieren diesen Bereich. Bewegungsvorgänge auf dieser Skala fühlen den β -Effekt, was sich in der Rhines-Zahl ausdrückt (Rhines, 1975):

$$Rh = \frac{U}{\beta L^2} < 1 .$$

Für diese Abschätzungen wurden typische Geschwindigkeiten $U < 0.1$ m/s, Längenskalen $L > 100$ km, der Coriolisparameter mittlerer Breiten $f \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters $\beta \approx 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ angenommen.

An die Gyreskala schließt sich zu höheren Wellenzahlen hin die synoptische Skala an. Dieser Bereich zeichnet sich durch das Maximum der turbulenten kinetischen Energie aus. Zum langwelligen Teil des Spektrums wird die synoptische Skala durch $Rh = 1$ begrenzt und zum kurzwelligen durch $Ro = 0.1$. Barokline Instabilitäten werden als dominante Prozesse in diesem Bereich angesehen.

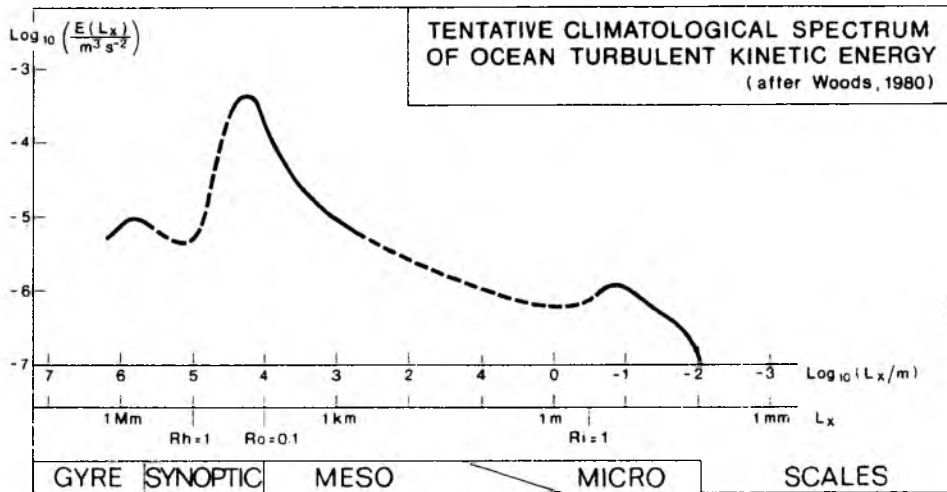


Abb. 1.0

Das Spektrum turbulenter kinetischer Energie im Ozean (aus Onken, 1986, nach Woods 1980). Gestrichelte Bereiche sind hypothetisch.

Die in der Ozeanographie häufig verwendete Bezeichnung 'mesoskalig' sollte dagegen für Prozesse mit $Ro > 0.1$ reserviert bleiben. Energiereiche interne Wellen im gleichen Spektralraum verhinderten bislang eine detaillierte Überprüfung des angenommenen Spektralverlaufs (Woods, 1980). Vernachlässigung der advektiven Terme und der lokalen Beschleunigung in den Bewegungsgleichungen sind in diesem Bereich nicht erlaubt; das Geschwindigkeitsfeld beinhaltet signifikante ageostrophische Anteile.

Dreidimensionale Turbulenz ist charakteristisch für die Mikroskala. Kritische Richardson-Zahlen

$$Ri = N^2 / \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 < 1 \quad (0.25)$$

trennen die Mesoskala von der Mikroskala bei Wellenlängen von etwa 0.3 m. Molekulare Dissipation begrenzt das Turbulenzspektrum im kurzwelligen Bereich, der Kolmogorov-Skala ($L \sim 1$ mm). Diese von Woods (1980) vorgeschlagene Skaleneinteilung wird in der vorliegenden Arbeit verwendet.

1.2 Frontenerzeugende Mechanismen - Kinematik und Dynamik

Beobachtungen von Fronten beziehen sich zumeist auf bereits entwickelte Strukturen, oder es ist zumindest unklar, in welchem Entwicklungsstadium sich die beobachtete Front befindet. Zur Interpretation der Felddaten ist es daher wichtig, eine Vorstellung über Entstehungsmechanismen und deren Ursachen zu entwickeln. Im allgemeinen geht man davon aus, daß die primäre Frontenstruktur, nämlich ein relatives Maximum skalarer Gradienten, durch ein größerskaliges Konfluenzfeld erzeugt wird. Diese Annahme stellt eine Verallgemeinerung des von Bergeron (1928) in die meteorologische Literatur eingeführten Frontogenese-Mechanismusses dar (Abb. 1.1). Eine übersichtliche Darstellung dieses Prozesses findet man in meteorologischen Textbüchern (Holton, 1979; Palmén und Newton, 1969) sowie in Arbeiten von Sawyer (1956), Eliassen (1962) und Hoskins (1982). In diesen Arbeiten wird die Bildung einer Front durch ein externes Deformationsfeld, das aus synoptisch-skaligen Wirbeln gebildet wird, beschrieben. Dieses Wirbelfeld führt zu einer Konzentration der Isoplethen entlang der Dilatationsachse, sofern das anfängliche Parameterfeld einen Gradienten entlang der Kontraktionsachse aufweist. Ähnlichkeiten zwischen ozeanischen und atmosphärischen

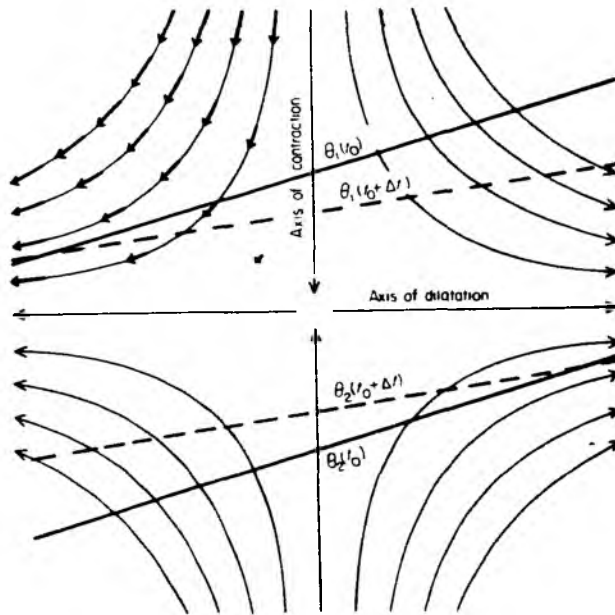


Abb. 1.1

Stromlinien eines idealisierten Wirbelfeldes und Isoplethen θ_1 und θ_2 eines passiv advektierten Skalars θ zu verschiedenen Zeitpunkten t_0 und $t_0 + \Delta t$ (Palmén und Newton, 1969). Das Deformationsfeld verschärft den horizontalen Gradienten von θ und führt zu einer Drehung der Isoplethen parallel zur Dilatationsachse (aus Onken, 1986).

Fronten veranlaßten Palmén und Newton (1969), darauf hinzuweisen, daß dieser Frontogenese-Mechanismus auf ozeanische Verhältnisse übertragbar sei. Die Bildung mesoskaliger ozeanischer Fronten in einem derartigen synoptischskaligen Deformationsfeld wurde von MacVean und Woods (1980), Onken (1986) und Bleck et al. (1986) erfolgreich modelliert und soll in Abschnitt 1.4 beschrieben werden. Woods (1978) ging einen Schritt weiter und klassifizierte die verschiedenen Typen ozeanischer Fronten aufgrund der Prozesse, die für das jeweilige Deformationsfeld verantwortlich sind. Der Autor identifizierte acht verschiedene Kategorien:

1. Fronten im offenen Ozean, die im Konfluenzbereich zwischen den Gyres als Folge der allgemeinen Zirkulation gebildet werden. Ein Beispiel dafür ist die Nordatlantische Polarfront (auch Subarktikfront nach Meincke, pers. Mitteilung), die als Wassermassengrenze zwischen dem Wasser des antizyklonalen Subtropengyres und dem des zyklonalen Subarktikgyres liegt.
2. Fronten, die durch Konfluenz der allgemeinen Zirkulation an den Berandungen der Ozeane auftreten. Charakteristisch für diese Kategorie sind die mit den westlichen Randströmen (Golfstrom, Kuroshio) verbundenen Fronten.
3. Fronten, die durch winderzeugte Konfluenz im offenen Ozean erzeugt werden (Ekman-Transport). Ähnlich wie in Kategorie 1 sind dies Fronten mit gyreskaliger Ausdehnung, deren klassische Vertreter die Subtropenfront im Pazifik sowie die Sargasso-See-Front im Atlantik sind.
4. Küstenauftriebsfronten, die durch winderzeugte Konfluenz an Küsten gebildet werden. Vertreter dieser Klasse werden vor der Küste von Peru, Nordwestafrika sowie Portugal gefunden.
5. Fronten vor großen Flußmündungen wie Amazonas, St. Lawrence und Hudson, wo die Konfluenz durch Süßwasserausstrom hervorgerufen wird.
6. Schelfrandfronten, bei denen die Zirkulation auf dem Schelf (Gezeiten) ein konfluentes Geschwindigkeitsfeld bildet.
7. Mesoskalige Fronten, die im Konfluenzfeld synoptischskaliger Wirbel und Mäander entstehen. Dieser Typ stellt das Analogon zu den meteorologischen Frontensystemen dar.
8. Fronten an Eisträndern in polaren und subpolaren Gebieten.

Die räumlichen und zeitlichen Skalen der verschiedenen Frontentypen stehen in engem Zusammenhang mit dem Erzeugungsmechanismus. Fronten der Kategorien 1 und 2 sind permanente Erscheinungen der windgetriebenen allgemeinen Zirkulation. Diese Permanenz wird in verschiedenen Atlanten und Textbüchern (Dietrich et al., 1975; Gill, 1982) dokumentiert.

Die Variabilität der durch Ekman-Konvergenz erzeugten Fronten unterliegt jahreszeitlichen Schwankungen. Diese jahreszeitlichen Schwankungen konnten an der Ekman-Front in der Sargasso-See nachgewiesen werden, wo im Bereich zwischen 22° - 32° Nord im Winterhalbjahr starke Frontenaktivität beobachtet wird (Voorhis und Hersey, 1964; Voorhis, 1969; Katz, 1969), während im Sommerhalbjahr kaum Frontenaktivität stattfindet. Ähnliches gilt auch für Küstenauftriebsfronten, deren Variabilität ebenfalls durch saisonale und wetterbedingte Schwankungen des Windfeldes bestimmt wird. Schwankungen mit saisonalem Rhythmus werden auch den Fronten vor Flußmündungen sowie an Eisträndern zugeschrieben. Dagegen werden mesoskalige Fronten auch als transiente Fronten bezeichnet, da sie im veränderlichen Konfluenzfeld ozeanischer Wirbelfelder entstehen.

Die Identifizierung möglicher diagnostischer Größen sowie deren Reaktion auf ein externes Konfluenzfeld soll am Beispiel der Kategorien 1 und 7 diskutiert werden. Diese Frontentypen sind für die vorliegende Arbeit besonders relevant.

Die nordatlantische Polarfront liegt als Wassermassengrenze zwischen dem Subtropengyre und dem Subarktikgyre. Der unterschiedliche Rotationssinn der Gyres, antizyklonal im Süden und zyklonal im Norden, bewirkt eine Konvergenz im Bereich zwischen 50° N und 53° N. Entgegen der Auffassung früherer Arbeiten, die den Nordatlantischen Strom als durchgehendes Stromband beschrieben (Dietrich et al., 1969), vertrat Krauß (1986) die Ansicht, daß die Polarfront eine Region intensiver Mäander und Wirbelaktivität sei. Charakteristisch für den Verlauf des Nordatlantischen Stromes war ein mittlerer zonaler Massentransport von Ost nach West sowie synoptischskalige Mäander und Wirbel, die dem mittleren Strom überlagert sind. Satellitenbeobachtungen (Hardtke, pers. Mitteilung) der Meeresoberflächentemperatur zeigen ebenfalls Mäanderstrukturen, die während des ganzen Jahres vorhanden sind. Als Ursache für den mäandrierenden Verlauf des Nordatlantikstromes werden Instabilitätsprozesse, wie barokline Instabilität, angesehen. Im Geschwindigkeitsfeld dieser Mäander und Wirbel können Konfluenzzonen entstehen, die zur mesoskaligen Frontogenese (Kategorie 7) führen.

Im folgenden werden die Auswirkungen des externen Konfluenzfeldes auf verschiedene ozeanische Parameter diskutiert. Wasserpunkte, die durch ein Geschwindigkeitsfeld adiabatisch advektiert werden, erhalten ihre potentielle Dichte σ_θ . Im oberflächennahen Bereich des Ozeans ist der Kompressibilitäts-effekt auf das Dichtefeld gering, so daß Flächen gleicher potentieller Dichte ausreichend genau durch die In-situ-Dichte σ_t beschrieben werden kann. Es liegt deshalb nahe, die Untersuchungen auf Isopyknen (Flächen mit konstantem σ_t) durchzuführen. Zusätzlich bietet die isopyknische Analyse eine einfache Möglichkeit, zwischen dynamisch aktiven und dynamisch passiven Skalaren zu unterscheiden. Dynamisch passiv sind dabei diejenigen Parameter, bei denen eine Verstärkung isopyknischer Gradienten keinen Einfluß auf das Geschwindigkeitsfeld selbst ausübt. Wirkt dagegen das externe Geschwindigkeitsfeld verstärkend auf den isopyknischen Gradienten einer dynamisch aktiven Größe, so führt das zu einer Beschleunigung des Geschwindigkeitsfeldes (Woods, 1985b).

1.2.1 Dynamisch passive Skalare - kinematische Frontogenese

Obwohl Temperatur und Salzgehalt strenggenommen nicht thermodynamisch passiv und konservativ sind, kann deren isopyknische Verteilung in erster Näherung als dynamisch passiv angesehen werden. Das bedeutet, daß eine adiabatische Verschiebung von Wasserpunkten mit fester T-S-Beziehung auf Isopyknen keine Änderung der Dynamik zur Folge hat. Die Konzentration von Isothermen/Isohalinen zu einem Band parallel zur Konfluenzachse führt zu einem lokalen Maximum der isopyknischen Gradienten dieser Größen, die als

Thermoklinität $(\nabla_h T|_{\sigma_t})$ und

Haloklinität $(\nabla_h S|_{\sigma_t})$ bezeichnet werden;

∇_h ist hier der horizontale Nabla-Operator.

Der kinematische Respons passiver Skalare auf ein externes Konfluenzfeld kann mit Kenntnis der Deformationsrate und der anfänglichen Gradienten beschrieben werden und wird als kinematische Frontogenese bezeichnet (Woods, 1985b).

Kinematische Frontogenesemodelle stellen den Beginn intensiver Frontenmodellierung in der Atmosphäre dar; in diesem Zusammenhang sei auf meteorologische Lehrbücher verwiesen (z.B. Holton, 1979). Ebenfalls erfolgreich angewendet wurden derartige Modelle zur Simulation großräumiger ozeanischer

Fronten im Bereich von Ekman-Konvergenzen (Welander, 1981; Cushman-Roisin, 1981). Dieses Konzept stellt jedoch nur eine erste Näherung der Prozesse an mesoskaligen Fronten dar. Vernachlässigt wird dabei der Effekt, der auf den Respons dynamisch aktiver Parameter (dynamische Frontogenese) zurückzuführen ist. Dieser verändert das Geschwindigkeitsfeld selbst, so daß erst die Einbeziehung der dynamischen Frontogenese und des daraus resultierenden vollständigen Geschwindigkeitsfeldes eine Interpretation des Thermoklinen/Haloklinen-Feldes zuläßt.

1.2.2 Dynamisch aktive Skalare - dynamische Frontogenese

Im Gegensatz zur isopyknischen Verteilung von Temperatur und Salzgehalt ist die Druckverteilung auf Dichteflächen dynamisch aktiv. Sie ist die klassische Größe zur Diagnose ozeanischer Bewegungsvorgänge, deren Rossby-Zahl sehr klein gegen 1 ist. Mit dieser Voraussetzung gibt die Vertikalintegration der thermischen Wind-Gleichung unter Einbeziehung geeigneter Randbedingungen das exakte Abbild des geostrophischen Geschwindigkeitsfeldes. Verstärkt ein externes Konfluenzfeld den isopyknischen Druckgradienten (Baroklinität), so wird das ursprünglich geostrophische Geschwindigkeitsfeld beschleunigt und die Strömung ist durch eine größere Rossby-Zahl gekennzeichnet. Mit zunehmender Rossby-Zahl wächst der Fehler in der geostrophischen Approximation. Skalenbetrachtungen zeigen, daß dieser Fehler für synoptischskalige Wirbel in der Größenordnung von 1 % liegt

$$Ro = \frac{U}{Lf} = 0.01 \quad ,$$

wobei $L = 100$ km und $U = 0.1$ m/s als typische Werte für die Längenskala und die Geschwindigkeit synoptischskaliger Wirbel eingesetzt wurden.

In der gleichen geographischen Breite ($f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) liegt die Rossby-Zahl eines mesoskaligen Jets ($L = 10^4$ m, $U = 1$ m/s) bei 1. Der Fehler der geostrophischen Annahme ist damit nicht mehr akzeptabel, da die ageostrophische Komponente des Geschwindigkeitsfeldes nicht berücksichtigt wird. Die Analyse der Frontendynamik aufgrund des Baroklinitätssignals ist jedoch auf den geostrophischen Anteil des Jets beschränkt. Zusätzlich besteht die experimentelle Schwierigkeit, die Baroklinität mesoskaliger Fronten von der Isopyknauslenkung zu trennen, die durch das häufig sehr energiereiche Feld interner Wellen hervorgerufen wird.

Isopyknische potentielle Vorticity (IPV) ist ebenfalls ein dynamisch aktiver Parameter. Nach Ertel (1942) ist IPV eine Lagrangesche Erhaltungsgröße für eine Wassersäule (Vortex-Element), die oben und unten jeweils durch eine Isopykne (isentropische Fläche in der Atmosphäre) begrenzt ist. Obwohl auf mehrere Arten zu definieren, hat sich in der Ozeanographie folgende Schreibweise durchgesetzt (Pedlosky, 1979):

$$IPV = \frac{f + \zeta}{H} \frac{\Delta p}{\rho_0}, \quad (I.1)$$

wobei f die planetarische Vorticity, $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ die relative Vorticity ist, und H den Abstand zwischen zwei Isopyknen darstellt; ρ_0 ist die mittlere Dichte des Vortex-Elements und Δp der Dichteunterschied zwischen den begrenzenden Isopyknen. Diese Definition ist für den gesamten stabil geschichteten Ozean gültig und schließt neben der permanenten Sprungschicht und dem tiefen Ozean die saisonale Sprungschicht ein.

In einer umfassenden Darstellung über die Bedeutung der IPV und ihrer Verteilung in der Atmosphäre heben Hoskins et al. (1985) zwei fundamentale Eigenschaften besonders hervor. Im ersten Punkt unterstreichen die Autoren die Rolle der IPV als Lagrangescher Tracer zur zusätzlichen Identifizierung von Luftmassen (neben potentieller Temperatur und spezifischer Feuchte).

Starr und Nieburger (1940) konnten nachweisen, daß die Erhaltung der potentiellen Vorticity in der freien Atmosphäre näherungsweise erfüllt ist. Außerdem wiesen die Autoren bereits auf den dynamischen Charakter der IPV hin: "the transport of potential vorticity affects the windfield". Die dynamischen Eigenschaften der IPV werden von Hoskins et al. (1985) unter der Bezeichnung "invertibility-principle" beschrieben. Dieses Prinzip besagt, daß bei bekannter IPV-Verteilung alle anderen dynamischen Felder wie Wind-, Druck- und Temperaturfelder diagnostiziert werden können. Voraussetzung für die Invertierbarkeit des Systems ist eine entsprechende dynamische Balance, die für großräumige Bewegungen mit $Ro \ll 1$ durch Geostrophie approximiert wird. In Geschwindigkeitsfeldern mit ageostrophischem Anteil sollte dieser in der Balance (quasi-geostrophisch) berücksichtigt werden. Zusätzlich muß die Massenverteilung auf einer Referenzfläche bekannt sein. Außerdem unterstrichen die Autoren die Bedeutung des horizontalen IPV-Gradienten und dessen Vertikalstruktur für barokline Instabilität.

Im Ozean wird die IPV hauptsächlich zur Untersuchung der allgemeinen Zirkulation eingesetzt. Vernachlässigung der relativen Vorticity ($Ro \ll 1$)

erlaubt die Berechnung der "Sverdrup" IPV aus hydrographischen Daten allein

$$IPV_S = \frac{f}{H_0} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} ; \quad (I.2)$$

der Index am Isopyknenabstand weist auf $\zeta = 0$ hin.

Verteilungen der IPV unterhalb der saisonalen Sprungschicht findet man bei McDowell et al. (1982). Die Einbeziehung der saisonalen Sprungschicht (Stammer und Woods, 1986) ist besonders relevant für Ventilationsuntersuchungen (Luyten et al., 1983; Woods, 1985a; Woods und Barkmann, 1986) und die vorliegende Arbeit, in der die Untersuchung der IPV-Verteilung in der saisonalen Sprungschicht eine wesentliche Komponente bildet. Verteilungen der IPV in synoptischskaligen Wirbelfeldern wurden unter Berücksichtigung der relativen Vorticity von McWilliams (1976), McWilliams et al. (1983) sowie Elliott und Sanford (1986) berechnet. Auf diese Arbeiten wird in Abschnitt I.3.3 näher eingegangen.

Die Rolle der IPV zur Diagnose der mesoskaligen Dynamik läßt sich am einfachsten durch ein konzeptuelles Modell beschreiben. Gegeben sei eine Wassersäule (Vortex-Element), die durch ihre "Sverdrup" IPV charakterisiert ist und die zunächst "quasi" kinematisch durch das externe Konfluenzfeld advektiert wird. Mit zunehmender Verformung des baroklinen Feldes setzt dynamische Frontogenese ein. Mit der Ausbildung eines Jets nimmt die horizontale Scherung zu und die relative Vorticity auf beiden Seiten des Jets wird signifikant (die Rossby-Zahl ist nicht länger klein gegen 1). Auf der linken Seite des Jets (in Richtung der Strömung) wächst die zyklonale Vorticity, auf der rechten die antizyklonale. Individuelle Erhaltung der IPV erzwingt Strecken des Vortex-Elements auf der zyklonalen Seite und Stauchen auf der antizyklonalen Seite des Jets. Damit ergibt sich für das Vortex-Element folgende Balance:

$$IPV = \frac{f}{H_0} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{f+\zeta}{H_0+H\zeta} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \text{const.} \quad (I.3)$$

und daraus abgeleitet eine diagnostische Beziehung zwischen dem Verhältnis der relativen zur planetarischen Vorticity und dem Quotienten H_ζ/H_0 :

$$\frac{\zeta}{f} = \frac{H\zeta}{H_0} \quad (I.4)$$

Man erhält somit eine Beziehung zwischen der lokalen Rossby-Zahl ζ/f (Pedlosky, 1979) und dem Verhältnis von Vortex-Stretching ($H\zeta$) zum "Sverdrupschen" Isopyknenabstand H_0 ($\zeta = 0$). Durch das Vortex-Stretching werden Vertikalbewegungen induziert, die die Baroklinität ändern und die zusammen mit einem von der antizyklonalen zur zyklonalen Seite des Jets gerichteten Massentransport (Massenerhaltung) eine ageostrophische Zirkulation in der Ebene senkrecht zum Jet hervorrufen. Das thermokline Feld wird durch die ageostrophische Zirkulation ebenfalls modifiziert; es kommt zu einer Verschiebung des Thermoklinitätsmaximums senkrecht zur Achse des Jets. In analoger Weise gilt das für isopyknische Gradienten aller passiven Skalare.

Mesoskalige Frontogenese-Modelle (MacVean und Woods, 1980; Bleck et al., 1986; Onken, 1986), die die Rolle der mesoskaligen IPV-Verteilung und deren Gradienten näher untersuchen, werden in Abschnitt I.4 diskutiert. Im Gegensatz zur Baroklinität liefert die Diagnose der IPV-Verteilung und ihrer Komponenten einen Einblick in den ageostrophischen Anteil der Frontendynamik.

Damit ergibt sich folgendes Bild: Nur die Anfangsphase der Frontogenese kann durch eine kinematische Verstärkung isopyknischer Gradienten beschrieben werden. Fortschreitende Konfluenz führt zu einem dynamischen Respons der aktiven Parameter, der wiederum eine weitere Verformung des passiven Parameterfeldes zur Folge hat. Erst die gemeinsame Analyse der aktiven und passiven Parameter erlaubt eine Interpretation beobachteter Frontenstrukturen.

I.3 Beobachtungen an Fronten

Ziel dieses Abschnittes ist die Identifizierung und Beschreibung charakteristischer Strukturen, die an ozeanischen Fronten beobachtet wurden. Der Schwerpunkt der Diskussion liegt dabei auf der Beschreibung von Eigenschaften, die durch Analyse unserer Messungen verifiziert werden können. Strukturen, wie die abrupte Änderung der Oberflächenrauhigkeit, Konzentration von Treibgut, Variabilität biologischer und chemischer Parameter an ozeanischen

Fronten, werden nur am Rande erwähnt. In den Abschnitten I.3.4 und I.3.5 werden Frontenuntersuchungen beschrieben, die mit ähnlichen Meßsystemen wie dem hier verwendeten durchgeführt wurden.

I.3.1 Thermohaline Strukturen

Obwohl sich die thermohalinen Strukturen verschiedener Fronten in Details unterscheiden, lassen sich einige charakteristische Merkmale identifizieren. Extreme Temperaturgradienten an der Meeresoberfläche werden an den permanenten Fronten der westlichen Randströme beobachtet. Legeckies (1978) fand Temperaturgradienten bis zu 10 K/km an der Wassermassengrenze zwischen Golfstrom und Labradorstrom. Diese Wassermassengrenze setzt sich als geneigte Grenzfläche in der Tiefe fort (Dietrich et al., 1975). Ähnliche Verhältnisse wurden von Roden (1976) für einen Schnitt durch die Kuroshio-Front bei 154° Ost beschrieben. In den oberen 50 m verläuft die Front vertikal und neigt sich in den tieferen Schichten unter Abschwächung der thermohalinen Gradienten nach Süden.

Neben den Fronten der westlichen Randströme wurden die Ekman-Fronten im offenen Ozean besonders intensiv untersucht. Messungen mit geschleppten Thermistorketten gaben einen detaillierten Einblick in die thermische Struktur der Fronten in der Sargasso-See (Voorhis und Hersey, 1964; Voorhis, 1969; Katz, 1969). Temperaturgradienten von 0.1 K/km an der Meeresoberfläche waren typisch für Fronten in dieser Region (Voorhis und Hersey, 1964). Gradienten derselben Größenordnung fand Katz (1969) in einem Schleppfisch-experiment in 112 m Tiefe. In diesem Experiment konnte eine mäandrierende 'Thermalfront' über 200 km verfolgt werden. Derartige Mäander gehören zum typischen Erscheinungsbild ozeanischer Fronten und sind in vielen Arbeiten dokumentiert. Dabei sind Wellenlängen in der Größenordnung von 10 km (Voorhis und Hersey, 1964) bis zu 400 km an den westlichen Randströmen (Fuglister, 1963) beobachtet worden. Als Ursache für den mäandrierenden Verlauf der Fronten werden hydrodynamische Instabilitäten angesehen (barokline und/oder barotrope Instabilität), die aus Messungen der Temperaturverteilung allein nicht diagnostiziert werden können. Voorhis und Hersey (1964) zeigten in einer wiederholten Vermessung (nach 5 Tagen), daß die mittlere Lage der Front nahezu unverändert blieb, während die Mäanderstruktur stark variabel erschien. Durch die relativ kurzen Zeitskalen der klein-

skaligen Mäander wird eine quasi-synoptische Vermessung dieser Strukturen sehr erschwert.

Die synoptische Erfassung kleinskaliger Mäander mit Wellenlängen von etwa 8 km gelang Woods et al. (1977) mit flugzeuggestützter Fernerkundung der Meeresoberflächentemperatur östlich von Malta (Abb. 1.2). Neben dem mäandrierenden Verlauf der Front wurden als weitere charakteristische Merkmale Bänderstrukturen und Gebiete anomaler Temperatur in unmittelbarer Nähe der Front gefunden. Die Autoren führten dies auf vertikale Verlagerung der Isothermen zurück. Als Ursache für diese Auf- und Abtriebsbewegungen wurde der ageostrophische Anteil (Zentripetal-Beschleunigung) des mäandrierenden Jets angesehen. Gleichzeitige XBT-Messungen auf einem Schnitt durch die Front (Abb. 1.3) zeigten einen quer zur Front gerichteten Einschub wärmeren Wassers in das benachbarte kältere Wasser auf der Ostseite des Schnittes. Derartige Temperaturintrusionen, die in Vertikalprofilen als Inversionen auftreten, sind in vielen Arbeiten dokumentiert: Katz (1969) an der Sargasso-See-Front, van Aken (1981) im Rockall-Gebiet, Tang et al. (1985) an der Peripherie eines Golfstromwirbels sind nur einige Beispiele. Zweidimensionale Frontogenese und damit zusammenhängende Isothermenfaltung (MacVean und Woods, 1980) konnte nur etwa 10 % der beobachteten Ausdehnung (~ 10 km) der hier gezeigten Intrusion erklären; siehe auch Abschnitt 1.4. Woods et al. (1977) argumentierten auf der Basis eines kinematischen Modells, daß derartige Intrusionen durch die starke ageostrophische Geschwindigkeitskomponente in einem instabilen Jet gebildet werden können. Die beobachtete Neigung der Intrusionsachse gegen Dichteflächen (Gargett, 1978) und Laboruntersuchungen (Turner, 1978; Ruddick und Turner, 1979) führten dazu, die Erzeugung dieser Intrusionen durch Doppeldiffusion zu erklären. Woods et al. (1986) sahen in der Existenz solcher Intrusionen ein Potential für die Modifizierung und den Abbau der Inversionen durch Doppeldiffusion. Dagegen konnte die Erzeugung einer gegen die Isopyknen geneigten Intrusion durch Modellierung einer instabilen mäandrierenden Front mit starker Thermoklinität simuliert werden (siehe auch Abschnitt 1.4). Diese Intrusion war nur durch den dreidimensionalen Charakter des Geschwindigkeitsfeldes zu erklären, und die Autoren warnten ausdrücklich davor, derartige Intrusionen in hydrographischen Schnitten durch zweidimensionale Transporte in der Ebene der Schnitte zu erklären. Die Transporte in diesem Modell verliefen parallel zu den Isopyknen; diabatische Prozesse wurden nicht berücksichtigt (Onken, 1986).

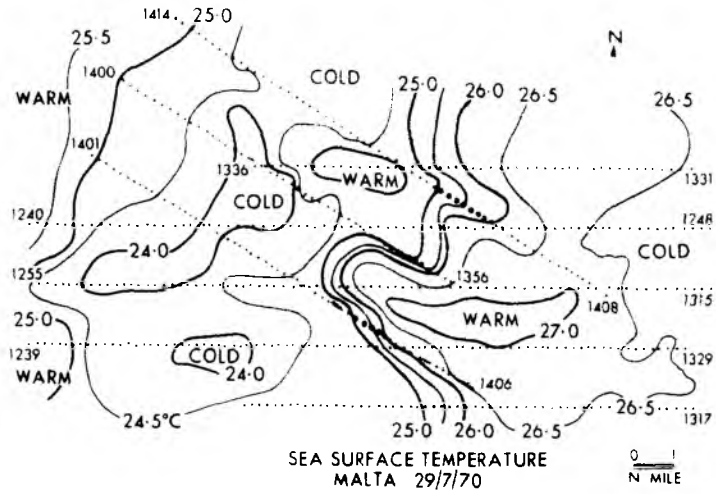


Abb. 1.2

Meeresoberflächentemperatur aus ART-Messungen an einer Front im Mittelmeer (Woods et al., 1977).

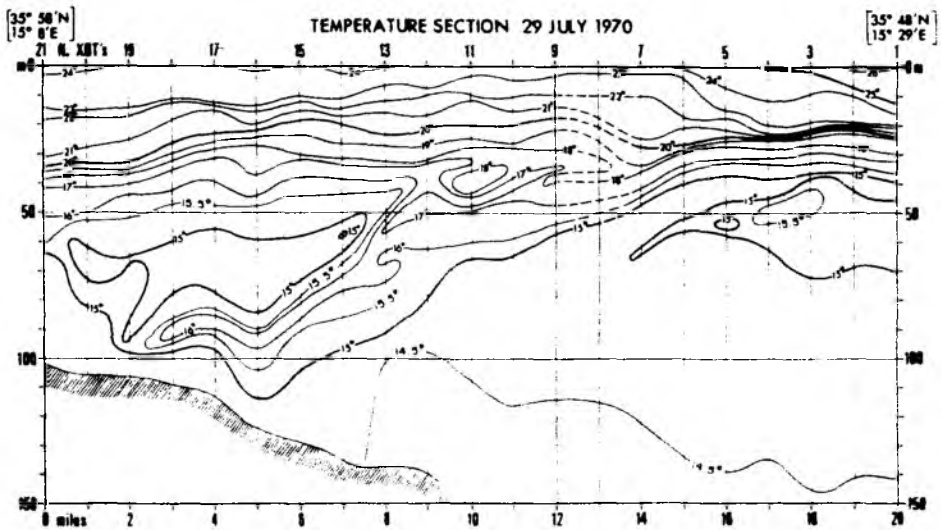


Abb. 1.3

XBT-Schnitt durch die in Abb. 1.2 gezeigte Front (Woods et al., 1977).

Bänderstrukturen können außer durch Vertikalzirkulation auch durch differentielle horizontale Advektion erzeugt werden. Das spiralförmige Aufspulen solcher Bänder in synoptischskaligen Wirbeln wird häufig in Satellitenaufnahmen der Meeresoberflächentemperatur beobachtet (Cushman-Roisin et al. (1985) an einem Golfstrom-Wirbel, Kosro und Huyer (1986) an einer Front vor der Kalifornischen Küste). Geschlossene Isothermen/Isohalinen in hydrographischen Schnitten durch eine Front wurden von Tang et al. (1985) (Abschnitt I.3.5) als advective Zunge interpretiert. Dieses Beispiel zeigt, daß Bänderstrukturen nicht auf die Meeresoberfläche beschränkt sind. Der einfache Aufbau einer Front als Grenze zweier unterschiedlicher Wassermassen kann somit durch Einbeziehung einer dritten Wassermasse entlang des gescherten Jets modifiziert werden (Johannessen et al., 1977; Kosro und Huyer, 1986). Man spricht dann von einer "Dreiwassermassen-Front".

I.3.2 Dichtefeld, Baroklinität und Strömungen

Verglichen mit den thermohalinen Signalen ozeanischer Fronten sind Messungen des Geschwindigkeitsfeldes relativ selten. Die indirekte Bestimmung der baroklinen Geschwindigkeitskomponente aus dem Dichtefeld (dynamische Methode) liefert jedoch nur den geostrophischen Anteil und gewährt keinen Einblick in die ageostrophische Zirkulation. Wüst (1924) verglich direkte Strömungsmessungen in der Straße von Florida mit geostrophisch berechneten und fand eine bemerkenswert gute Übereinstimmung. GEK-Messungen über eine Front in der Sargasso-See wurden von Voorhis und Hersey (1964) durchgeführt. Die Autoren beobachteten einen Jet mit Spitzengeschwindigkeiten von 0.6 m/s, wiesen aber gleichzeitig auf die Meßungenauigkeit (Faktor 2) des Gerätes hin. Mit der Annahme, daß die Dichte überwiegend durch das Temperaturfeld bestimmt wurde und ein bewegungsfreier Zustand in 80 m Tiefe vorlag, schätzten die Autoren den geostrophischen Anteil des Strömungsfeldes. Trotz der etwa viermal größeren Strömungsgeschwindigkeit aus der indirekten Methode und der Vernachlässigung des Salzgehaltes wurde angenommen, daß der Jet näherungsweise geostrophisch balanciert war. Abschätzung der Zentripetalbeschleunigung aus der Isothermenkrümmung und der GEK-Messungen zeigte jedoch, daß diese in der Größenordnung der Coriolisbeschleunigung lag.

In einer neuen Arbeit verglichen Kosro und Huyer (1986) Strömungsmessungen mit einem Doppler-Sonar-Stromprofiler (DCP) und geostrophische Strömungen

an einer Front vor der Kalifornischen Küste. Die direkt gemessenen Strömungen folgten dabei im wesentlichen den Konturen der dynamischen Topographie. Trennung des synoptischskaligen Feldes von kleinerskaligen Strukturen durch Filterung der Daten führte zu einer signifikanten Erhöhung der Korrelation zwischen beiden Geschwindigkeiten. Daraus folgerten die Autoren, daß das synoptischskalige Feld geostrophisch balanciert war. Der beobachtete Jet konzentrierte sich auf die oberen 100 m und wies sowohl starke vertikale als auch horizontale Scherungen auf, die auf der zyklonalen Seite $+f$ und auf der antizyklonalen Seite $-f/3$ betrugen. Derartige Asymmetrien des Scherungsfeldes stehen im Einklang mit den Vorhersagen des Frontogenesemodells von Onken (1986) (Abschnitt I.4).

Abbildung 1.4 zeigt einen Schnitt durch eine barokline Front im östlichen Nordatlantik (Collins et al., 1983). Die Daten wurden mit einem geschleppten CTD-System (SeaSoar) gewonnen, und zeigen eine Reihe interessanter Strukturen. Die Lage der Front ist durch das relative Maximum im Dichtegradienten an der Meeresoberfläche gekennzeichnet. Aus dem horizontalen Dichtegradienten konnte eine Vertikalscherung von $0.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ für den Bereich der Deckschicht geschätzt werden. Modulationen der Deckschichttiefe sind ein weiteres charakteristisches Merkmal ozeanischer Fronten. Johannessen et al. (1977) führten diese auf die mit der Frontendynamik verbundene Vertikalzirkulation zurück. Der vertikale Verlauf der Isopyknen in Abbildung 1.4 deutet auf eine Vertiefung der Deckschicht südlich der Front hin. MacVean und Woods (1980) konnten mit einem zweidimensionalen Frontogenesemodell nachweisen, daß die Zirkulation an der Modellfront eine passiv überlagerte durchmischte Schicht in entsprechender Weise moduliert.

Die Änderung des Isopyknenabstandes über die Front in Abbildung 1.4 ist ein Ausdruck der geänderten statischen Stabilität. Hierin liegt ein Potential für den Abbau der Fronten durch Scherungsinstabilität, vorausgesetzt, statische Stabilität und vertikale Stromscherungen führen zu kritischen Richardson-Zahlen.

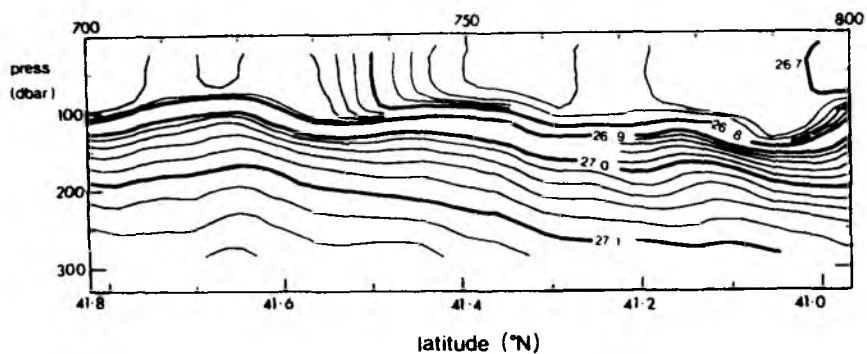


Abb. 1.4

Dichteschnitt einer baroklinen Front im östlichen Nordatlantik.
Die Messungen wurden mit einem geschleppten CTD (SeaSoar) durchgeführt (Collins et al., 1983).

I.3.3 Isopyknische potentielle Vorticity

Isopyknische potentielle Vorticity wurde hauptsächlich zur Diagnose der allgemeinen Zirkulation ($Ro \ll 1$) eingesetzt (McDowell et al., 1982). Experimentelle Untersuchungen der IPV an mesoskaligen Fronten, die gleichzeitige Messungen der relativen Vorticity und des Isopyknenabstands erfordern, sind bisher nicht explizit durchgeführt worden. Dagegen wurden einzelne Komponenten der IPV (Isopyknenabstand) aus hochauflösenden Batfish-Messungen während GATE abgeleitet. Auf dieses Experiment wird in Abschnitt I.3.4 näher eingegangen.

Da die Analyse mesoskaliger Dynamik an IPV-Fronten nur unter Einbeziehung des größerskaligen (synoptischskalig) Umfeldes möglich ist (Abschnitt I.2), soll an dieser Stelle auf Untersuchungen der IPV in synoptischskaligen Wirbeln eingegangen werden. Harvey und Glynn (1985) konnten eine signifikante Korrelation zwischen "Sverdrup"-potentieller Vorticity und Wassermassencharakteristik (Mittelmeerwasser) im Tourbillon-Wirbel nachweisen. Diese Korrelation kann als Hinweis auf die konservativen Eigenschaften der IPV interpretiert werden. AVP-Messungen (absolute velocity profiler) während des POLYMODE Local Dynamic Experiment (LDE) und gleichzeitige Erfassung des Dichtefeldes aus CTD-Stationen gaben einen Einblick in die IPV-Struktur eines kleinskaligen Wirbels (Elliott und Sanford, 1986). Im Zentrum dieser "subthermocline"-Linse umschlossen die IPV-Konturen einen Wasserkörper mit geringem Salzgehalt. Der sprunghafte Anstieg der IPV in der Nähe des Geschwindigkeitsmaximums korrespondierte mit einer Salzgehaltsfront und mit wachsendem Abstand vom Zentrum des Wirbels näherte sich die IPV der Umgebung an. Die dynamische Balance innerhalb des Geschwindigkeitsmaximums erforderte die Berücksichtigung nichtlinearer Terme ($Ro = 0.27$); außerhalb des Maximums war das Geschwindigkeitsfeld im geostrophischen Gleichgewicht.

Verteilungen der potentiellen Vorticity und ihrer Komponenten wurden von McWilliams (1976) für ein synoptisch-skaliges Wirbelfeld analysiert (Abb. 1.5). Die Untersuchungen stützten sich auf Driftertrajektorien und vertikale Dichteprofile des Mid-Ocean Dynamic Experiment (MODE). Die Beiträge der planetarischen Vorticity, der relativen Vorticity und des Vortex-Stretchings zur potentiellen Vorticity wurden mit Hilfe quasi-geostrophischer Theorie geschätzt. Die kritische Annahme, daß die dynamische Abstandsänderung (Δh) klein gegen den mittleren Schichtabstand (h_0) ist,

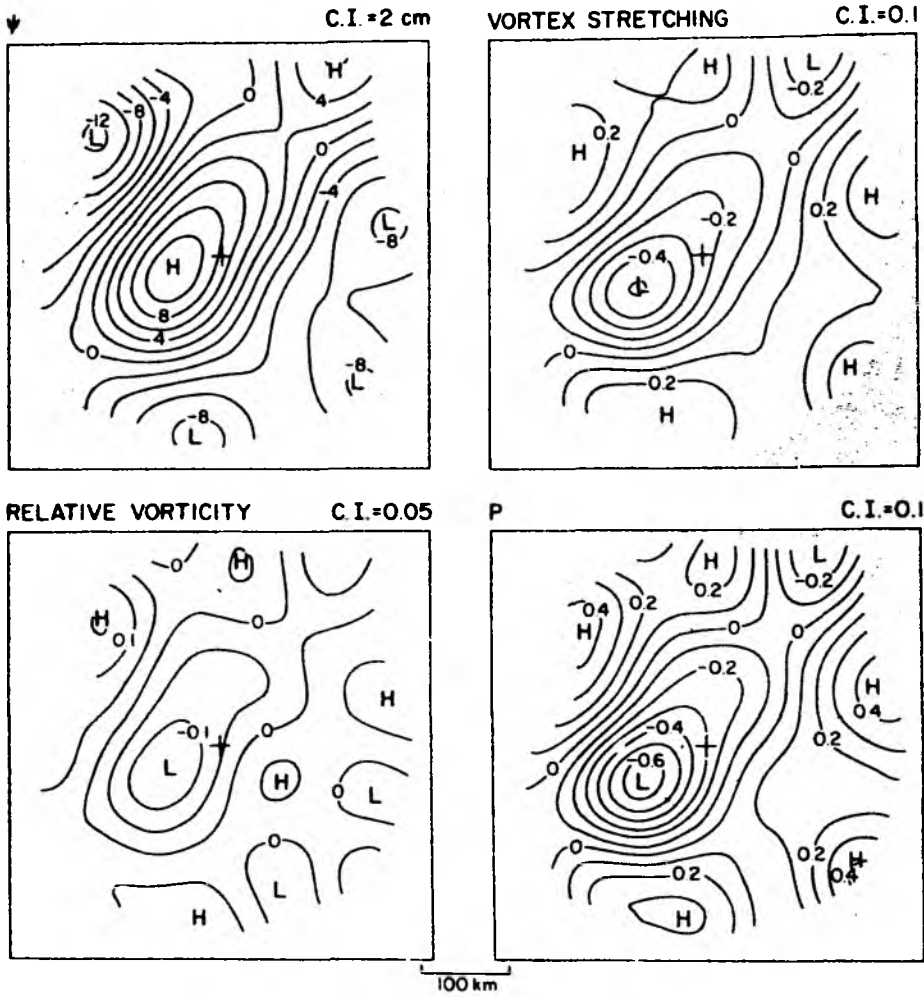


Abb. 1.5

Beiträge zur potentiellen Vorticity in 150 m Tiefe während MODE (McWilliams, 1976).

Stromfunktion ψ
relative Vorticity

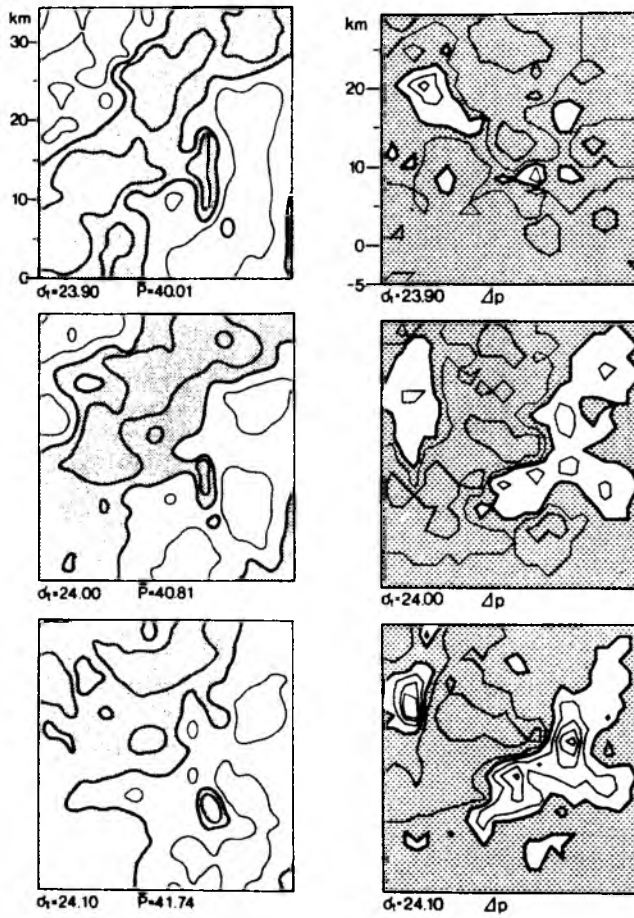
Vortex-Stretching
potentielle Vorticity

beschränkte die Untersuchung dementsprechend auf Prozesse mit kleiner Rossbyzahl. Skalierung der einzelnen Beiträge mit der entsprechenden Rossbyzahl erlaubte den direkten Vergleich der Komponenten; dabei konnte die planetarische Vorticity direkt berechnet werden, die relative Vorticity gemäß $\zeta = \nabla^2 \psi$ aus der Stromfunktion geschätzt werden und der Vortex-Stretching-Anteil durch Vertikalableitung der Stromfunktion bestimmt werden. Den größten Beitrag zur potentiellen Vorticity dieser Schicht (150 m) lieferte das Vortex-Stretching; obwohl geringer als der Vortex-Stretching-Anteil, war zu die relative Vorticity nicht vernachlässigen; der planetarische Vorticitygradient war lediglich unterhalb der Hauptsprungschicht von Bedeutung. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte die vorhergesagte Erhaltung der potentiellen Vorticity nachgewiesen werden.

1.3.4 GATE (1974) – ein Lagrangesches Batfish Experiment

Isopyknische Analyse einer mesoskaligen Front im nordäquatorialen Gegenstrom enthüllte einige der prinzipiellen Strukturen mesoskaliger Fronten (Woods und Minnett, 1979; Leach et al., 1985). Die Untersuchungen stützten sich auf ein Lagrangesches Batfish Experiment, das aus einer wiederholten Vermessung einer mesoskaligen Front bestand, die mit dem mittleren Strömungsfeld advehiert wurde. Die Meßapparatur bestand aus einem geschleppten CTD-System, das in der Lage war, die thermohaline Feinstruktur in den oberen 70 m mit einer horizontalen Auflösung von etwa 500 m aufzuzeichnen. Die Geschwindigkeit des Schiffes relativ zur Oberflächenströmung lieferte ein elektromagnetisches Log am Schiffsboden. Dadurch war es möglich, den Schiffskurs relativ zur Oberflächenströmung festzulegen. Vertikale Scherungen konnten mit diesen Verfahren nicht berücksichtigt werden.

Durch isopyknische Analyse konnten Leach et al. (1985) den Einfluß der internen Wellen auf das Thermohaline-Signal eliminieren. Isopyknisch gemittelte Temperatur- und Salzgehaltsprofile mit anschließender Rücktransformation auf Druckkoordinaten zeigten um eine Größenordnung reduzierte Variabilität gegenüber Profilen, die auf konstanten Druckflächen gemittelt wurden. Die räumliche Verteilung der thermoklinen Struktur auf drei Dichteflächen (Abb. 1.6) zeigte ein anomal kaltes Band (schraffiert), das von nordost nach südwest verlief. Die Lage dieses Bandes verschob sich mit zunehmender Tiefe nach nordwest. Derartige Neigungen der thermoklinen



ISOTHERMS $\Delta T = 0.02K$

SPACING $\Delta p = 200mm$

Finestructure on isopycnals

GATE 3L3U

Abb. 1.6

Isopyknische Verteilungen der Temperatur und des Isopyknenabstands (Leach et al., 1985). Anomal kalte und dünne Regionen wurden schraffiert.

Struktur (1:1000) mit der Tiefe stehen in Einklang mit Modelluntersuchungen (MacVean und Woods, 1980) und werden als charakteristisches Merkmal mesoskaliger Fronten angesehen. Leach et al. (1985) wiesen ausdrücklich auf den dynamisch passiven Charakter der thermoklinen Struktur hin.

Als Vertreter dynamisch aktiver Parameter wurde der Isopyknenabstand analysiert, der eine Komponente der IPV darstellt. Flächendarstellungen dieser Größe zeigt die rechte Seite in Abbildung 1.6. Anomal dünne Gebiete sind in der Abbildung schraffiert. Trotz der größeren horizontalen Variabilität (gegenüber der Temperaturverteilung) wurden auf einigen Dichteflächen zusammenhängende Strukturen anomal großer Schichtdicke beobachtet, die Skalen in der Größenordnung von 10 km aufwiesen. Der visuelle Vergleich zwischen Temperaturverteilung und Isopyknenabstand zeigt, daß die Wassermassengrenze auf den Dichteflächen $\sigma_t = 24.0 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 24.1 \text{ kg m}^{-3}$ etwa mit der Grenze zwischen geringer und großer Schichtdicke übereinstimmt.

Histogramme der Schichtdicke für ausgewählte Isopyknenpaare wiesen eine schiefe Verteilung (skewness) auf (Abb. 1.7), wobei lokal Werte auftraten, die ein mehrfaches der mittleren Schichtdicke betrugten. Durch die geringe planetarische Vorticity - das Experiment fand in unmittelbarer Äquatornähe statt - erschien es den Autoren nicht unwahrscheinlich, daß derartige Abstandsmodulationen durch Kompensation der relativen Vorticity hervorgerufen wurden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, zumindest einen Anteil der Abstandsmodulation auf Unterschiede der IPV selbst zurückzuführen.

1.3.5 Batfish-Beobachtungen am "warm core"-Ring 82 H

Satellitenbeobachtungen des Golfstroms und abgelöster synoptischskaliger Wirbel ("warm core"-Ringe) zeigen häufig mesoskalige Strukturen in vielfältiger Form (Cushman-Roisin et al., 1985). Batfish-Untersuchungen der Feinstruktur an der Peripherie des "warm core"-Rings 82 H wurden von Tang et al. (1985) sowie Ruddick und Bennett (1985) durchgeführt.

Eine starke thermohaline Front sowie eine Zunge anomal kalten Wassers konnte in einer Serie von Schnitten verfolgt werden. Charakteristisch für diese Front war ein schmales Band mit extremen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten auf Isopyknen (Abb. 1.8a,b) wobei die Achse maximaler Thermoklinität/Haloklinität stark geneigt erschien. In unmittelbarer Nähe der

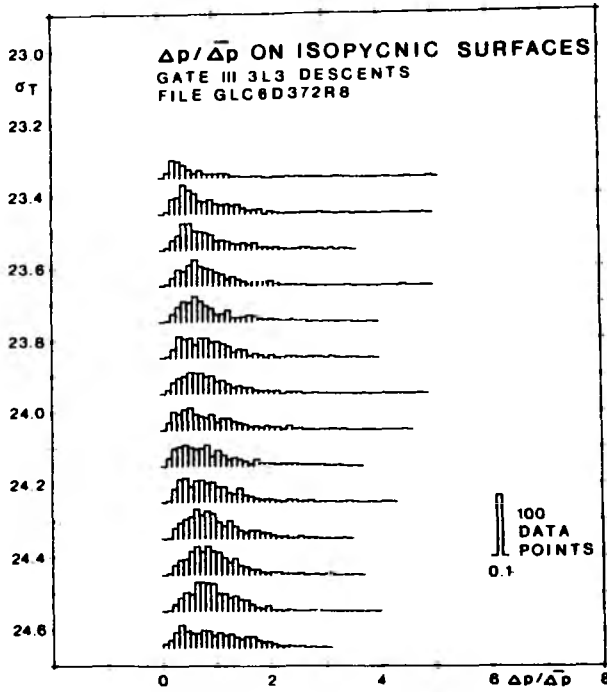


Abb. 1.7

Histogramme des Isopyknenabstands für ausgewählte Isopyknenpaare (Leach et al., 1985); $\Delta \sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$.

Durch die Normalisierung mit der mittleren Schichtdicke wurde der Effekt des mittleren vertikalen Dichtegradienten eliminiert.

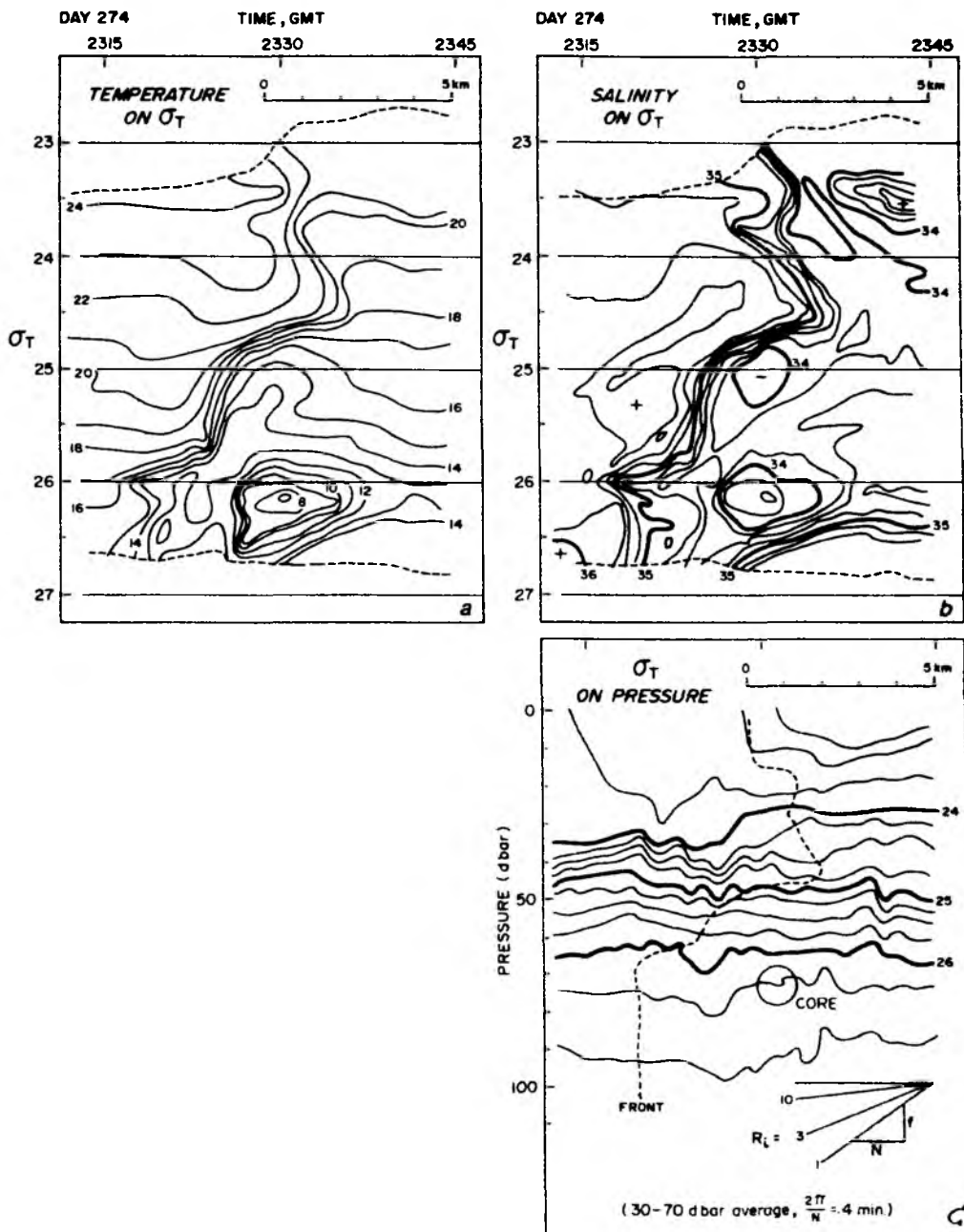


Abb. 1.8

Batfish-Schnitt durch eine mesoskalige Front an der Peripherie von "warm core"-Ring 82 H (Ruddick und Bennett, 1985).

- a) isopyknischer Temperaturschnitt
- b) isopyknischer Salzgehaltsschnitt
- c) Dichteschnitt

thermohalinen Front wurde eine 4 km breite Schelfwasserzunge in 70 m Tiefe beobachtet, deren Temperatur um mehr als 8 K von der Umgebungstemperatur bei gleicher Dichte abwich. Diese Zunge konnte durch mehrfaches Kreuzen der Front über 40 km verfolgt werden (Tang et al., 1985).

Die dynamischen Eigenschaften der Front sind aus dem Dichteschnitt (Abb. 1.8c) zu entnehmen. Schätzungen der geostrophischen Geschwindigkeiten ergaben, daß sich die Schicht unterhalb $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ mit etwa + 1 m/s (aus der Zeichenebene heraus) gegenüber der Schicht oberhalb $\sigma_t = 24.0 \text{ kg m}^{-3}$ bewegte. Geschwindigkeiten von mehr als 1 m/s wurden durch Driftertrajektorien bestätigt (Tang et al., 1985). Der Vorzeichenwechsel der Baroklinität deutet auf ein internes Maximum des Jets hin. Derartige Baroklinitätsumkehr wurde auch an der Peripherie anderer Golfstromwirbel beobachtet (Olson, 1980).

Besonders auffällig ist außerdem die starke Änderung des Isopyknenabstands zwischen $\sigma_t = 24.0 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 25.0 \text{ kg m}^{-3}$, die entweder der Ausdruck eines IPV-Gradienten über die Front sein kann, oder auf Vortex-Stretching zurückzuführen ist. Onken (1986) wies nach, daß die Existenz von IPV-Gradienten eine notwendige Bedingung zur dynamischen Frontogenese ist. Interpretiert man das Signal als Vortex-Stretching eines Jets mit starker ageostrophischer Komponente, so sollte ein ageostrophischer Massentransport von der antizyklonalen (dünn) zur zyklonalen Seite (dick) stattfinden. Die Verschiebung des Thermoklinitätsmaximums, angezeigt durch die gerissene Linie in Abbildung 1.8c, wäre durch diesen Transport zu erklären.

1.4 Modelluntersuchungen mesoskaliger Fronten im offenen Ozean

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse von Modellen diskutiert werden, die die Erzeugung und Instabilität transienter Fronten im offenen Ozean simulieren. Zwei Modelle mesoskaliger Frontogenese werden vorgestellt (MacVean und Woods, 1980; Onken, 1986). Als frontenerzeugender Mechanismus wurde ein barotropes Deformationsfeld angenommen, das sich aus der idealisierten Geschwindigkeitsverteilung eines synoptischskaligen Wirbelfeldes ergab (Abb. 1.1). Dieser Mechanismus war die Basis einer Reihe von meteorologischen Frontogenesemodellen (Hoskins, 1982). Die Relevanz dieses Verfahrens konnte von Hoskins und West (1979) nachgewiesen werden. Die Einbeziehung des synoptischskaligen Umfeldes in Form einer baroklin instabilen Welle führte

zur Erzeugung von Frontalzonen, deren charakteristische Merkmale mit denen zweidimensionaler Frontogenesemodelle übereinstimmten.

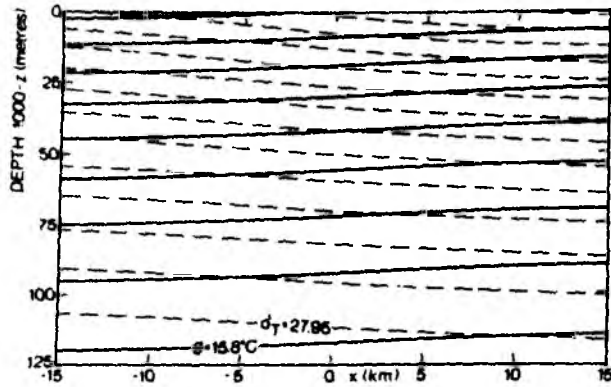
Auf der Grundlage des semi-geostrophischen Gleichungssystems von Hoskins und Bretherton (1972) modellierten MacVean und Woods (1980) die Erzeugung einer mesoskaligen Front im Ozean. Deformationsraten von 10^{-5} s^{-1} führten zu einer beträchtlichen Verstärkung (Faktor 15) des horizontalen Dichtegradienten an der Meeresoberfläche nach etwa drei Tagen. Der aus dem Dichtefeld diagnostizierte geostrophische Jet wies Spitzengeschwindigkeiten bis zu 0.5 m/s auf. Horizontalscherungen erreichten auf der zyklonalen Seite des Jets +15 f und auf der antizyklonalen Seite -0.5 f. Der Jet war stark asymmetrisch. Derartig hohe Scherungen sind Anzeichen für den nicht-linearen Charakter des Strömungsfeldes ($Ro > 1$), in dem ageostrophische Komponenten eine dominierende Rolle spielen.

Obwohl das Modell keine turbulente Vermischung berücksichtigte, deutete die Annäherung der Richardson-Zahl an kritische Werte darauf hin, daß an mesoskaligen Fronten Scherungsinstabilitäten begünstigt werden.

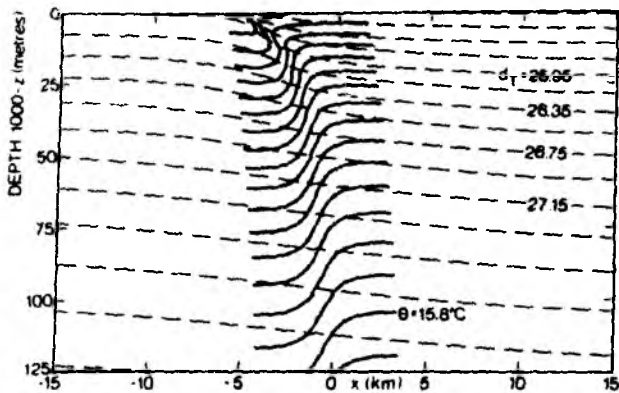
Zwei Ergebnisse dieses Modelles sollen besonders herausgestellt werden. Ein ursprünglich schwach thermoklines Feld wurde durch die Frontogenese zu einer scharfen thermischen Front umgeformt (Abb. 1.9a,b). In Abhängigkeit vom Anfangstemperaturfeld führte die Zirkulation in der Ebene senkrecht zum Jet zur Verschärfung des Temperaturgradienten bis zur Isothermenfaltung. Die resultierende Temperaturfront war schmaler als die Dichtefront.

Die Auswirkung der Frontogenese auf eine passiv überlagerte Deckschicht (extrem schwach geschichtet) wurde von den Autoren ebenfalls untersucht. Im Anfangszustand wies die Schicht eine gleichmäßige Mächtigkeit von 30 m auf (Abb. 1.10). Frontogenese führte zu einer Verflachung auf der antizyklonalen Seite und zur Vertiefung der Deckschicht auf der zyklonalen Seite des Jets.

Im Gegensatz zu MacVean und Woods berücksichtigte Onken (1986) in seinem Frontogenesemodell die nichtlineare Terme der Bewegungsgleichung. Individuelle Erhaltung der potentiellen Vorticity, Vernachlässigung diabatischer Prozesse sowie die Verwendung des quasi-isopyknischen Koordinatensystems von Bleck und Boudra (1981) waren besondere Kennzeichen des Modells. Aus der Integration des Modells ergab sich nach drei Tagen ein Jet mit Spitzengeschwindigkeiten von 0.4 m/s und eine quer zur Front gerichtete Zirkulation mit Maximalgeschwindigkeiten von 0.06 m/s. Der asymmetrische Charakter des



a



b

Abb. 1.9

Zeitliche Entwicklung des Temperaturfeldes während der Frontogenese (MacVean und Woods, 1980).

- a) Anfangsbedingungen des Temperatur- und Dichtefeldes
- b) Temperatur- und Dichtefeld nach 88.21 h

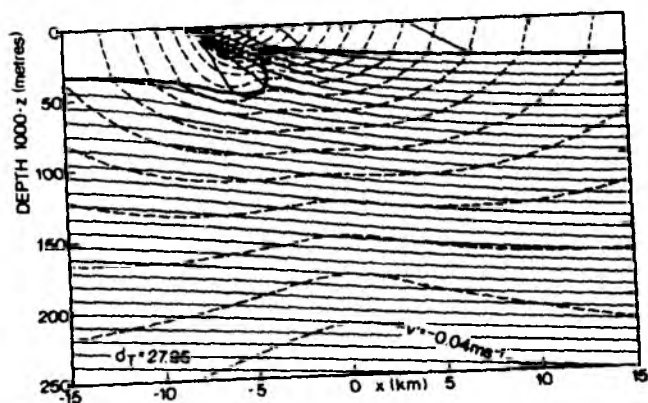
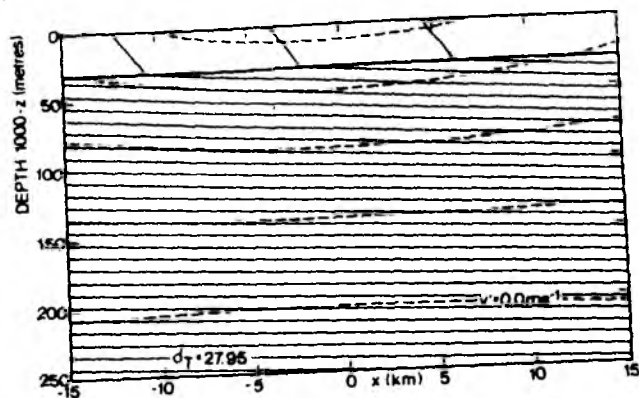


Abb. 1.10

Zeitliche Entwicklung der "mixed layer"-
Tiefe während der Frontogenese (MacVean
und Woods, 1980).

a) Anfangsbedingung

b) nach 77.02 h

Jet wird am besten durch die Verteilung der relativen Vorticity (Abb. 1.11) illustriert, die auf der zyklonalen Seite Maximalwerte von $1.2 f$ und auf der antizyklonalen Minimalwerte von $-0.5 f$ erreichte. Erhaltung der potentiellen Vorticity erzwang Strecken der Vortex-Elemente auf der zyklonalen und Stauchen auf der antizyklonalen Seite des Jets (Abb. 1.12). Während das Wachstum zyklonaler Vorticity nicht beschränkt ist, kann die antizyklonale Vorticity $-f$ nicht unterschreiten, was gleichbedeutend mit der Aussage ist, daß Isopyknen sich nicht kreuzen können. Der durch diesen Prozeß induzierte Massentransport quer zum Jet führte zu Auftrieb auf der antizyklonalen Seite und Abtrieb auf der zyklonalen Seite. Die Auswirkungen dieser Zirkulation spiegelten sich in der Umverteilung passiver Skalare (hier die isopyknische Temperaturverteilung) wider. Im unteren Bereich der Modelldomäne erfolgte die Verstärkung der Thermoklinität rein kinematisch, dagegen führten erhebliche Massenflußdivergenzen in den oberen Schichten zu einer Verbiegung der Isothermen bis zur Isothermenfaltung. Die Linie maximaler Thermoklinität war nach oben hin zur zyklonalen Seite geneigt. Ähnlich wie bei MacVean und Woods (1980) war die thermokline Zone schmäler als die barokline. Besonders erwähnenswert war die Sensibilität der Modelldynamik gegenüber dem Vertikalprofil des IPV-Gradienten. Durch geeignete Wahl der IPV-Anfangsbedingungen konnte Onken (1986) einen Jet erzeugen, dessen Geschwindigkeitsmaximum unterhalb der Meeresoberfläche lag, und bei dem eine Vorzeichenumkehr der Baroklinität im Laufe der Frontogenese auftrat.

Modelle, mit denen die hydrodynamische Instabilität eines jetartigen Strömungsfeldes untersucht wird, sind relativ häufig. Orlanski (1969) sowie Orlanski und Cox (1973) untersuchten barokline Instabilitäten mit einem nichtlinearen Modell auf der β -Ebene. Die Autoren konnten zeigen, daß sich für den Parameterbereich, der typisch für Golfstromverhältnisse war, Mäanderstrukturen entwickelten, die denen des Golfstroms glichen. Die Umwandlung verfügbarer potentieller Energie in kinetische Energie des Wellenfeldes zeigte, daß die Mäanderbildung auf barokline Instabilität zurückzuführen war.

Im zweiten Teil der Arbeit von Onken (1986) wurde die hydrodynamische Instabilität einer mesoskaligen Front untersucht. Als Anfangsbedingung wählte der Autor das vom Frontogenesemodell produzierte Massenfeld, das er auf die dritte Dimension seines Kanalmodells abbildete. Der Anfangszustand bestand damit aus einem Jet im geostrophischen Gleichgewicht, dem eine kleine Querfrontstörung überlagert wurde. Gemischte Instabilität (sowohl

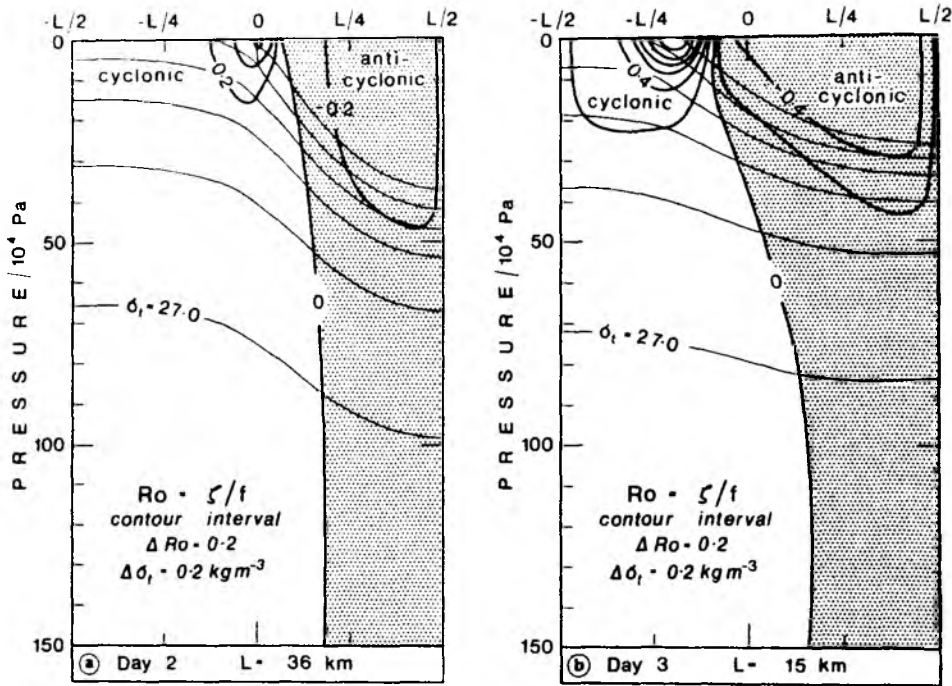


Abb. 1.11

Zeitliche Entwicklung der relativen Vorticity und des Dichtefeldes während der Frontogenese (Onken, 1986). Der Bereich antizyklonaler Vorticity ist gerastert.

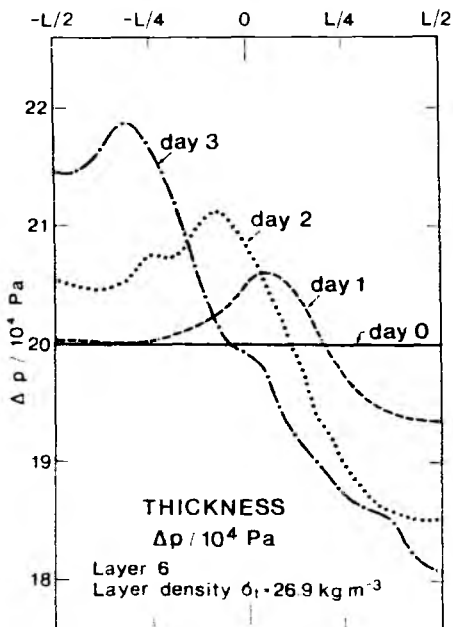


Abb. 1.12

Zeitliche Entwicklung des Isopyknenabstandes während der Frontogenese (Onken, 1986).

baroklin als auch barotrop) führte zur Bildung von Mäandern und Wirbeln. Abbildung 1.13 zeigt Stromlinien, Isoplethen der relativen Vorticity sowie Auf- und Abtriebsgebiete nach 35 Tagen Integrationszeit. Dieses Bild bietet eine Erklärung für das Aufspulen von Bändern mit anomaler Temperatur beziehungsweise IPV. Massenflußdivergenzen durch Strecken und Stauchen von Vortex-Elementen, führten in Bereichen mit extremer relativer Vorticity zu ageostrophischen Transporten über die Stromlinien hinweg. Dieser Prozeß fand vornehmlich in den Regionen stärkster Stromlinienkrümmung statt (Krümmungsvorticity). Mit wachsender Amplitude der Mäander (nach fortgesetzter Integration) wurde deren Struktur asymmetrisch, dabei traten die stärksten Krümmungen in den zyklonalen Bögen auf. Dieser Effekt, der sich auch in Beobachtungen zeigt (Woods et al., 1977), ist eine direkte Konsequenz der IPV-Erhaltung, die in den Mäander-Rücken eine Limitierung der gesamten relativen Vorticity (Scherungs- plus Krümmungsvorticity) auf $-f$ verlangt, in den Trögen jedoch unbegrenztes Anwachsen der Krümmungsvorticity erlaubt.

Die Bedeutung der IPV-Anfangsbedingung, insbesondere des IPV-Gradienten und seiner Vertikalstruktur (Hoskins et al., 1985), wurde von Onken (1986) ebenfalls untersucht. Vorzeichenumkehr des IPV-Gradienten in den oberen Schichten des Modells führte zu einer Verschiebung der instabilsten Welle zu kürzeren Wellenzahlen.

I.5 Die Bedeutung mesoskaliger Fronten im Ozean

Die Energieverteilung des Ozeans wird durch mesoskalige Dynamik in vielfältiger Weise beeinflusst. So tragen mesoskalige Fronten zur Kaskade der kinetischen Energie von kleinen zu größeren Wellenzahlen bei. Kritische Richardson-Zahlen deuten darauf hin, daß zweidimensionale turbulente kinetische Energie durch Scherungsinstabilität in dreidimensionale Turbulenz umgewandelt wird. Barokline Instabilität entzieht dem Dichtefeld verfügbare potentielle Energie (APE) und führt sie der turbulenten kinetischen Energie zu. Durch die Bildung thermohaliner Intrusionen werden geeignete Vorbedingungen geschaffen, die zum Abbau thermokliner APE durch Doppeldiffusion führen können (Woods, 1985b).

Die Transformation großräumiger Verteilungen der potentiellen Vorticity zu mesoskaligen Fronten wird als Mechanismus zur Enstrophie-Kaskade in der geostrophischen Turbulenztheorie angesehen (Rhines, 1979). Durch die ageo-

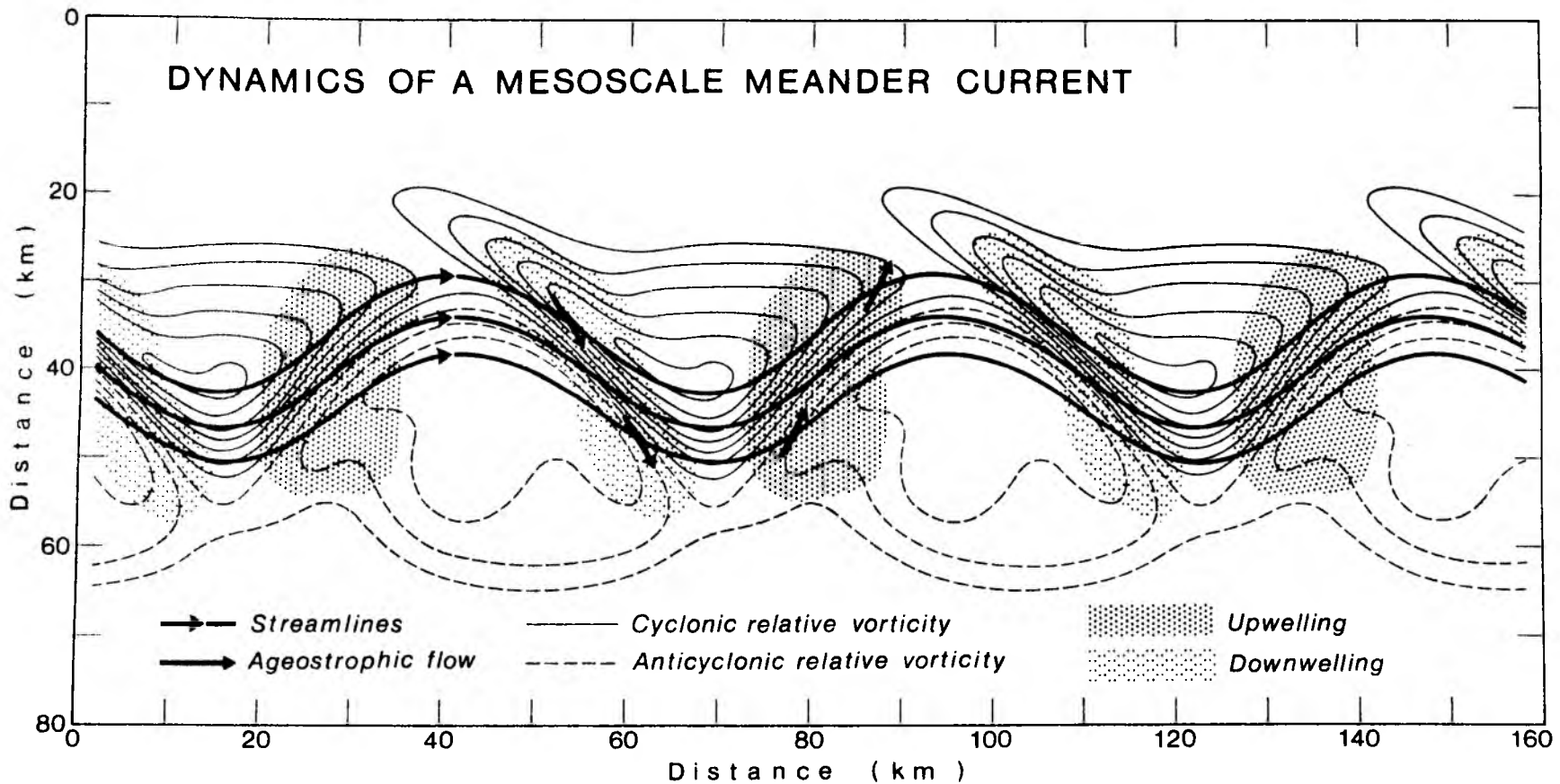


Abb. 1.13

Dynamische Strukturen eines mäandrierenden mesoskaligen Strombandes (Onken, 1986).

Dargestellt sind Stromlinien und Isoplethen von ζ/f an der Meeresoberfläche sowie Vertikalgeschwindigkeiten in 25 m Tiefe. Ageostrophische Strömungen sind durch Pfeile dargestellt.

strophische Zirkulation sind mesoskalige Fronten keine festen Grenzflächen zwischen benachbarten Wassermassen. Wärme, Salz und potentielle Vorticity können über die Front irreversibel ausgetauscht werden. Die Bildung schmaler advektiver Zungen und deren Aufspulen in Mäandern und Wirbeln sind der Ausdruck intensiver turbulenter Vermischung an mesoskaligen Fronten, die damit einen Beitrag zu Transporten der genannten Parameter liefern.

Wechselwirkungen mesoskaliger Fronten mit internen Wellen (IW) wurden bislang kaum untersucht. Olbers (1981) zeigte, daß ein isotropes IW-Feld beim Auftreffen auf eine solche Front gestreut wird und sich anschließend in bevorzugter Richtung ausbreitet. Denkbar ist auch eine Modifikation der Vertikalstruktur (vertikale Moden) der IW als Folge der geänderten Schichtungsverhältnisse (Vortex-Stretching).

Die Vertikalzirkulation an Fronten hat direkte Auswirkungen auf die Struktur der Deckschicht und den Wärmeaustausch mit der Atmosphäre. Die turbulente Vertiefung der Deckschicht durch Entrainment kann lokal durch die fronten-erzeugte Variation der statischen Stabilität und der Deckschichttiefe begünstigt oder behindert werden. Die Deckschichttiefe definiert die obere Grenze der saisonalen Sprungschicht.

Neben den rein physikalischen Aspekten sind mesoskalige Fronten Regionen, in denen physikalische, chemische und biologische Prozesse miteinander in Wechselwirkung treten können. Die Intensivierung der Primärproduktion an derartigen Fronten ist ein häufig beobachtetes Phänomen (Steele, 1981). Wolf (1986) modellierte die Zufuhr von Nährstoffen durch Vertikalbewegungen in die nährstoffarme euphotische Zone. Auftriebsgeschwindigkeiten in einer Größenordnung (10 m pro Tag), wie sie von mesoskaligen Frontenmodellen vorhergesagt wurden (MacVean and Woods, 1980), reichten aus, um eine Planktonblüte zu erzeugen. Erhöhte Trübungen des Meerwassers durch verstärktes Planktonwachstum beeinflussen andererseits das Profil der solaren Einstrahlung und damit die Erwärmung der ozeanischen Grenzschicht (Horch et al., 1983; Barkmann, 1986).

I.6 Ziele der Arbeit und Konzept eines Experiments zur Untersuchung mesoskaliger Fronten im synoptischskaligen Umfeld

Wie schon zu Beginn der Einleitung erwähnt, ist das Ziel der vorliegenden Arbeit die Untersuchung einer transienten Front im offenen Ozean. Dies beinhaltet neben der Planung und Durchführung eines speziellen Experimentes und der vorhergehenden Entwicklung der entsprechenden Meßapparatur die Identifizierung charakteristischer Strukturen der Front sowie die Erforschung der physikalischen Ursachen, die zu den beobachteten Phänomenen geführt haben. Aufgrund der vorhergehenden Diskussion erscheint eine Unterteilung der Analyse in dynamisch passive und aktive Parameter sinnvoll.

Die Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt auf Dichteflächen sind für die hier relevanten Raum- und Zeitskalen als dynamisch passiv anzusehen (s. Abschnitte I.2 und I.3). Aus dem Literaturstudium hat sich eine Reihe offener Fragen herauskristallisiert, die, soweit möglich, in Kapitel VI beantwortet werden sollen:

- Welche Wassermassen sind am Aufbau der Front beteiligt (Dreiwassermassen-Front)?
- Wo liegen die Regionen stärkster Thermoklinität/Haloklinität bezüglich des synoptischskaligen Umfeldes, und ist die Konfluenzhypothese auf die beobachteten Verhältnisse übertragbar?
- Welche Struktur zeigt das Thermoklinitätsmaximum, insbesondere, gibt es qualitative und quantitative Unterschiede auf den einzelnen Dichteflächen, und ist eine Neigung des Maximums festzustellen, wie sie von Modellen vorhergesagt wird?
- Werden thermohaline Bänderstrukturen beobachtet, und können Aussagen über deren horizontale Ausdehnung und vertikale Erstreckung getroffen werden?
- Gibt es thermohaline Inversionen, sind deren Achsen gegen die Dichteflächen geneigt, und worauf sind sie zurückzuführen?

Die Analyse anhand der dynamisch aktiven Parameter soll in zwei Abschnitte unterteilt werden: a) Baroklinität, b) isopyknische potentielle Vorticity.

Wegen der im gleichen Spektralbereich vorkommenden internen Wellen läßt sich die mit der Frontendynamik verknüpfte Baroklinität nur schwer von der durch

Interne Wellen erzeugten Neigung der Isopyknen trennen. Trotz dieser generellen Schwierigkeit soll im Kapitel VII versucht werden, Antworten auf folgende Fragen zu erhalten:

- Welche charakteristischen Merkmale zeigt die Verteilung der synoptischskaligen Baroklinität (Vergleich mit Temperatur- und Strömungsfeld)?
- Läßt sich eine Aussage über die mesoskaligen Strukturen der Isopyknenneigung treffen, insbesondere über Amplitude und Breite des Baroklinitätsmaximums, oder verhindern interne Wellen eine Analyse der Frontenbaroklinität?
- Wie stellt sich das mesoskalige Baroklinitätsfeld im Vergleich zur Thermoklinität dar? Sind Unterschiede in den Skalen und in der Orientierung dieser Größen feststellbar?

Als weitere diagnostische Variable soll im Kapitel VIII die isopyknische potentielle Vorticity und deren Komponenten untersucht werden.

- Ist der Isopyknenabstand im Bereich der saisonalen Sprungschicht ein aussagekräftiger Parameter, d.h., können Aussagen über räumliche Skalen und Unterschiede (Gradienten) gemacht werden?
- Wie ist die synoptischskalige IPV im Vergleich zur großräumigen (gyreskaligen) Umgebung strukturiert?
- Wird eine mesoskalige IPV-Front beobachtet?
- Welche Rolle spielt die relative Vorticity auf der synoptischen Skala und im mesoskaligen Bereich?
- Sind die Beobachtungen mit Modellvorhersagen konsistent?
- Existiert ein Zusammenhang zwischen IPV und Wassermassencharakteristik?
- Ist es möglich, ein IPV-Differenzprofil zu schätzen?

Auf der Basis dieser Fragestellungen wurde eine experimentelle Strategie entwickelt. Das Experiment sollte eine weitestgehend synoptische Aufnahme der dreidimensionalen Struktur einer mesoskaligen Front innerhalb eines synoptischskaligen Strömungsfeldes liefern. Die Wahl der Meßgrößen Temperatur, Salzgehalt, Druck sowie Strömungsgeschwindigkeit und der daraus abgeleiteten Parameter ergab sich aus den Fragestellungen und führte zur Entwicklung des SEA-ROVER-Systems (Kap. II). Da das Experiment mit nur einem Schiff durchgeführt werden sollte (F.S. "Poseidon"), mußten Schiffsgeschwindigkeit, Dauer des Experiments, räumliche Ausdehnung des Meßgebietes

sowie Entfernung des Meßgebietes vom Versorgungshafen in die Planung einbezogen werden. Frühere Frontenuntersuchungen (GATE 1974) lehren, daß die Präsenz interner Wellen das Frontensignal maskieren kann. Nur in Regionen mit besonders günstigem Signal/Rausch-Verhältnis würde es überhaupt möglich sein, dynamische Aspekte mesoskaliger Fronten zu untersuchen. Diese Erkenntnis führte dazu eine Region auszuwählen, in der aufgrund historischer Daten starke thermohaline Gradienten sowie mäandrierende Strahlströme erwartet werden konnten (die Polarfront). Die endgültige Lage des Meßgebietes und dessen räumliche Dimensionen sollten während der Anreise in die Region mit Hilfe ständiger Echtzeit-Datenverarbeitung festgelegt werden. Zu dem Zeitpunkt des Experimentes existierten keine Satellitenaufnahmen der Oberflächentemperatur, die zur Gestaltung des Experimentes herangezogen werden konnten. Mit dem Ziel, eine synoptischskalige Mäanderstruktur zu erfassen und innerhalb dieser Struktur Lage und Ausdehnung einer mesoskaligen Front zu fixieren, sollte zunächst ein Gebiet abgefahren werden, das groß genug war um eine volle Wellenlänge der Mäander zu erfassen. Im weiteren Verlauf des Experimentes würde dann ein hochauflösendes Meßraster über die mesoskalige Front gelegt werden. Dabei sollten die einzelnen Schnitte senkrecht zur Front verlaufen, um eine genaue Analyse der Querfrontskala zu ermöglichen. Die Auflösung mesoskaliger Mäander, deren Wellenlänge mit numerischen Simulationen (MacVean, 1976) vorhergesagt worden war, bedingte den maximalen Abstand der Schnitte (10 km). Länge und Anzahl der Schnitte würden als Kompromiß zwischen physikalischen und logistischen Gegebenheiten vor Ort gewählt. Als wichtigste Kriterien mußten Breite der Front, möglichst großes räumliches Spektralfenster, Synoptizität der Messungen und Schiffszeit berücksichtigt werden. Um die von MacVean und Woods (1980) vorhergesagte Modulation der Deckschichttiefe zu beobachten, sollte der obere Umkehrpunkt des Schleppfisches nahe der Meeresoberfläche liegen. Die horizontale Auflösung und die Maßgabe, möglichst tief in die saisonale Sprungschicht einzudringen, bedingten die Wahl der Tauchgeschwindigkeit (2 m/s). Als Ergebnis der relativ hohen Tauchgeschwindigkeit würden Fehler im Isopyknienabstand, die aus der Neigung der Schleppfischbahn und der Flankensteilheit interner Wellen (Scheindicke-Effekt) resultieren, verringert.

Die Umsetzung der experimentellen Strategie in die Praxis wird in Kapitel III beschrieben.

II DER SEASONAL AND REGIONAL OCEAN VARIABILITY EXPLORER

- SEA ROVER 1981 -

II.1 Konzept des SEA-ROVER-Systems

Untersuchungen von Strukturen in der saisonalen Sprungschicht, die eine hohe räumliche und zeitliche Variabilität aufweisen, stellen eine Reihe von Anforderungen an das Meßsystem. Dies gilt für die Erforschung synoptisch-skaliger Wirbel und Mäander und im verstärkten Maße für mesoskalige Fronten und den damit verbundenen thermohalinen Feinstrukturen, deren Skalen mit konventioneller Stationsarbeit nur unzulänglich aufgelöst werden können. Erforderlich für die Untersuchung solcher Prozesse ist einerseits eine möglichst gute Synoptizität der Messungen, die den Zeitskalen der Phänomene (wenige Tage) Rechnung trägt, und andererseits eine hohe räumliche Auflösung entsprechend den räumlichen Skalen (horizontal wenige Kilometer, vertikal im Bereich von Metern). Zusätzlich ist eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen gefordert, d.h. die Änderung der Empfindlichkeit der Sensoren muß über den Zeitraum eines Experiments zu vernachlässigen sein.

Wirklich synoptische Messungen ozeanischer Parameter können nur von Satelliten durchgeführt werden, die allerdings nur einen Einblick in die horizontalen Verteilungen einiger Variablen, wie Oberflächentemperatur und "Ozeanfarbe" (Trübung), gewährt. Eine näherungsweise (quasi) synoptische Messung der dreidimensionalen Struktur kann bis heute nur vom fahrenden Schiff aus durchgeführt werden, also entweder durch geschleppte Systeme oder durch freifallende Einwegsonden, wie XBTs oder XSTDs.

Eine ausreichend genaue Beschreibung der kinematischen und dynamischen Strukturen legt andererseits die Art der Sensoren, nämlich Temperatur, Leitfähigkeit und Tiefe fest. Messungen der Temperatur in Abhängigkeit von der Tiefe reichen nicht aus, das Dichtefeld zu bestimmen, da dies eine feste Temperatur-Salzgehalts-Beziehung erfordern würde, die in den sehr aktiven Regionen (Fronten und Wirbel) in der saisonalen Sprungschicht nicht existiert. Zusätzliche Forderungen nach guter Reproduzierbarkeit lassen gegenwärtig nur die Kombination CTD innerhalb eines Schleppsystems zu. Im Gegensatz zu profilierenden Geräten, die vom liegenden oder nur langsam treibenden Schiff eingesetzt werden, erhält man bei geschleppten Geräten, die einer vertikal undulierenden Bahn folgen, die Meßgrößen entlang geneigter Bahnen. Dieser Effekt kann zu Verzerrungen des Parameterfeldes führen und

sollte während der späteren Verarbeitung berücksichtigt werden. Es seien hier nur zwei Probleme erwähnt, die bei einer sehr flachen Neigung der Bahn des Schleppkörpers (geringe Tauchgeschwindigkeit relativ zur Schleppgeschwindigkeit) auftreten können. Die Dichte ist nicht mehr monoton zu- oder abnehmend (je nach Tauchorientierung), und horizontale Dichteänderungen (z.B. durch das interne Wellenfeld) führen zu scheinbaren Dichteinversionen. Der vertikale Abstand benachbarter Dichteflächen wird durch schwach geneigte Bahnen und steile interne Wellen scheinbar modifiziert (Problem der Scheindicke).

Die Zusammenfassung aller Anforderungen ergibt ein System, das in der Lage ist, bei hohen Schleppgeschwindigkeiten ($4 - 5 \text{ m s}^{-1}$) sehr schnell zu undulieren und somit hohe Synoptizität mit guter räumlicher Auflösung bei Reduzierung der angesprochenen Probleme zu gewährleisten. Derartige Systeme wurden am Bedford Institute of Oceanography (BIO), Dartmouth, Kanada, "Batfish" (Dessureault, 1976), und am Institute of Oceanographic Sciences (IOS), Wormley, England, "Sea Soar" (Collins et al, 1983), entwickelt und erfolgreich eingesetzt. Eine modifizierte Version des "Batfish" wurde in der Forschungsanstalt der Bundeswehr für Wasserschall- und Geophysik (FWG), Kiel (Dettmann, 1981), entwickelt und im wesentlichen in der Ostsee eingesetzt. Die hauptsächlichsten Unterschiede der erwähnten Systeme liegen in dem verbesserten Raumangebot für die wissenschaftliche Nutzlast des "SeaSoar" gegenüber dem "Batfish" und einer leistungsfähigeren Hydraulik zur Steuerung der Flügel. Die Einführung eines separaten Drucksensors zur Fischsteuerung macht das System von der wissenschaftlichen Ausrüstung unabhängig und erhöht die Flexibilität des Schleppsystems.

Die Basisversion des SEA-ROVER wurde als Kombination der besten Komponenten der erwähnten Systeme entwickelt. Als wissenschaftliche Nutzlast sollte ein hochauflösendes CTD eingesetzt werden, dessen Sensoren möglichst kurze Angleichzeiten an das zu messende Parameterfeld aufweisen; eine Forderung, die wegen der zu erwartenden starken Gradienten und der hohen Geschwindigkeiten des Schleppkörpers unerlässlich ist. Weiter sollten die Sensoren (T, C) mechanisch gut geschützt angebracht sein und möglichst wenig durch vom Schleppfisch erzeugte Turbulenzen beeinflusst werden.

Neben einer möglichst genauen Navigation sollte zusätzlich die Möglichkeit bestehen, von der Hydrographie unabhängige Strömungsmessungen zu erhalten. Dies würde einen Einblick in die Advektion gewährleisten und es erlauben,

die Komponenten der potentiellen Vorticity, nämlich relative Vorticity und Isopyknenabstand, zu vergleichen. Lagrangesche Vermessungen eines sich bewegenden Wasserkörpers (Woods und Minnett, 1979) wären unter Berücksichtigung relativer Navigation ebenfalls möglich.

Zusätzlich sollten die hydrographischen Daten an Bord möglichst vollständig aufbereitet werden (Echtzeitverarbeitung), um einerseits das Experiment den beobachteten Strukturen anpassen zu können, die Qualität der Daten zu überprüfen und andererseits die enormen Datenmengen möglichst schnell der wissenschaftlichen Analyse zuführen zu können. Das aus diesen Anforderungen entwickelte SEA-ROVER-System wurde im Sommer 1981 erstmalig eingesetzt. Eine ausführliche Beschreibung der technischen Einzelheiten liegt in drei technischen Berichten vor (Leach, 1984; Horch, 1984; Fischer et al., 1985) und soll hier nur stichwortartig zusammengefaßt werden. Die drei Hauptaufgaben des Systems sind:

1. Kontinuierliche Messungen der Hydrographie in der ozeanischen Grenzschicht mit einem geschleppten CTD,
2. genaue Navigation in absoluten und relativen Koordinaten mit der Möglichkeit, absolute Strömungsmessungen durchzuführen,
3. "Echtzeit"-Datenverarbeitung der anfallenden Daten auf einem zusätzlichen Rechner zur Kontrolle des Experimentes und der Daten.

II.2 Technische Beschreibung des SEA-ROVER-Systems

II.2.1 Das Schleppfischsystem

Das am Institut für Meereskunde in Kiel (IfM) entwickelte Schleppfischsystem besteht im wesentlichen aus einem aktiv tauchenden Fisch, dessen Bahn durch unterschiedliche Neigung beweglicher Flügel bestimmt wird. Ein an Bord befindlicher Mikroprozessor verarbeitet die Steuerdaten und übernimmt die Kontrolle über die Flügelstellung. Der Mikroprozessor empfängt zusätzlich die wissenschaftlichen Daten (CTD) und schreibt diese Rohdaten auf Magnetband. Das System basiert mechanisch (Unterwasserteil) auf dem Sea Soar des IOS und die Steuerung wurde aus dem FWG-System weiterentwickelt. Abbildung 2.1 zeigt ein schematisches Funktionsdiagramm des Schleppfischsystems. Der eigentliche Schleppkörper (Abb. 2.2) ist mit dem SeaSoar

POSEIDON TOWED FISH SYSTEM

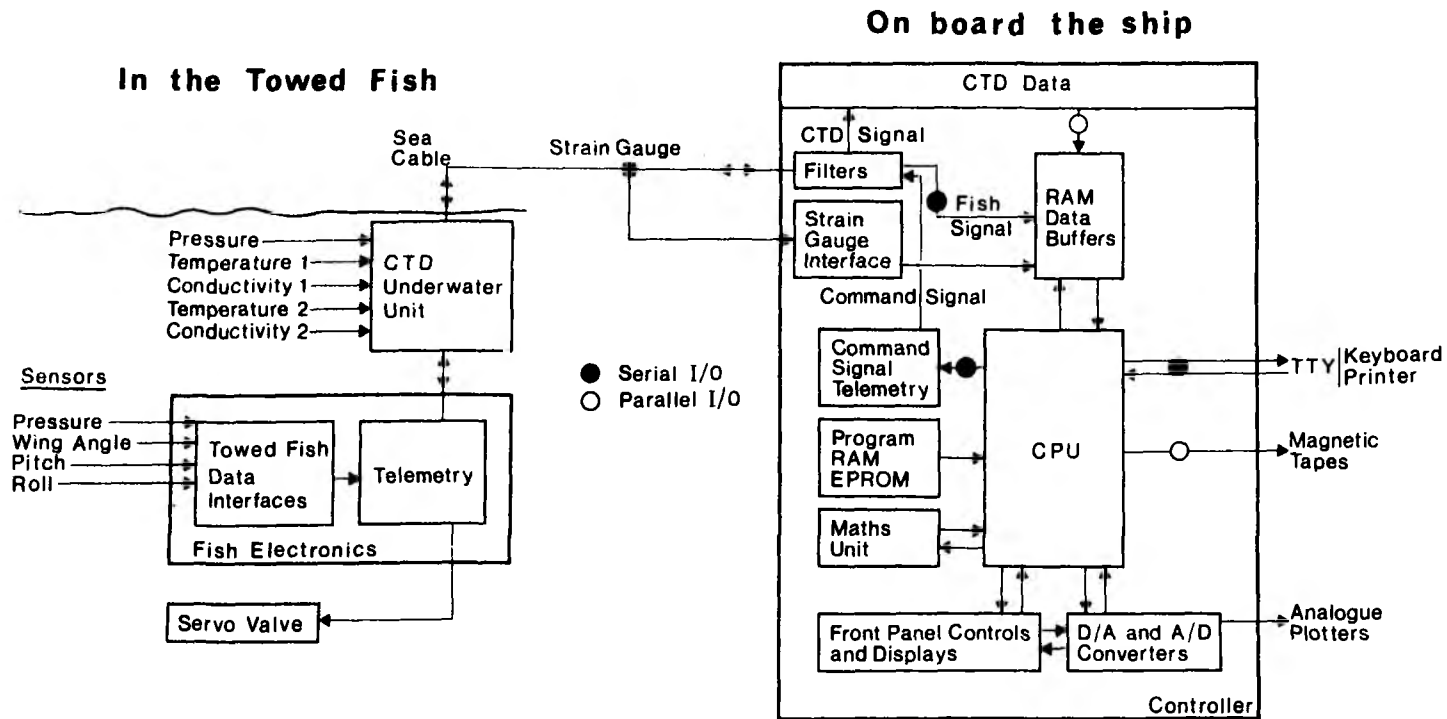


Abb. 2.1: Blockdiagramm des Schleppfisch-Systems
Hauptkomponenten und Datenfluß (Steuersignale und CTD-Daten)

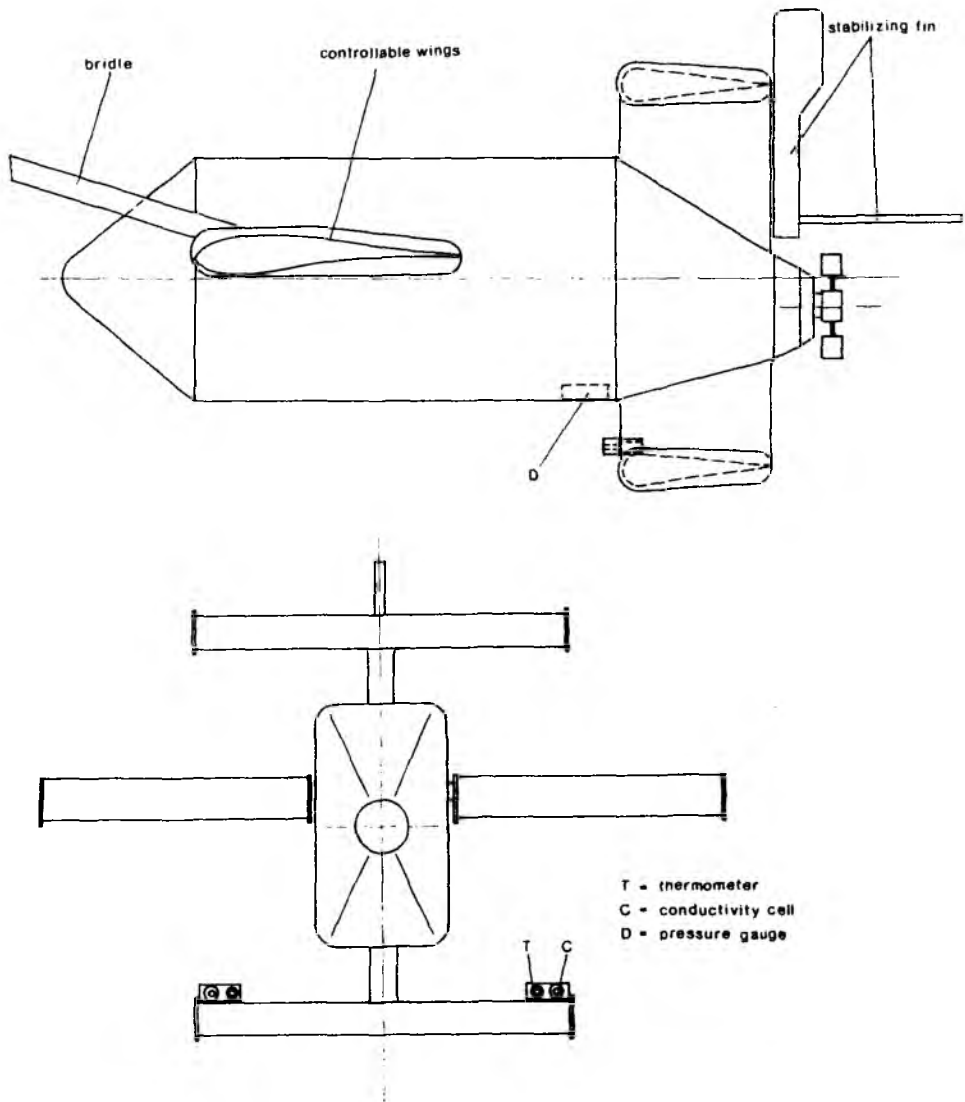


Abb. 2.2: Front- und Seitenansicht des Schleppfisches mit den sichtbaren mechanischen Komponenten und Sensoranordnungen während NOA'81.

identisch und besteht aus dem eigentlichen Fischkörper sowie den beweglichen Flügeln und einer Stabilisierungsflosse am Heckteil (Dessureault, 1976). Das Unterwasserteil der Steuerelektronik erfüllt vier Aufgaben:

1. Die Erfassung der Parameter, die das Schleppfischverhalten beschreiben und zur Steuerung benötigt werden, nämlich die Neigung des Fisches gegen die Horizontale (Pitch- und Roll-Winkel), Winkel des Flügels gegen die Fischachse und aktuelle Tiefe des Fisches.
2. Die Übertragung dieser Daten an das Kontrollgerät an Bord.
3. Empfang und Decodierung des Steuersignals von der Kontrolleinheit.
4. Umsetzung des Steuersignals in ein Analogsignal zur Steuerung des Servoventils in der Hydraulikeinheit.

Im Gegensatz zum SeaSoar (IOS) wurde im IfM-System die Steuerung nicht über den Drucksensor des CTD vorgenommen, sondern unabhängig über einen weiteren Drucksensor, was die Unabhängigkeit des Systems von der verwendeten Nutzlast erhöht und Tests ohne Nutzlast erlaubt.

Eine Hydraulikeinheit (wie im Sea Soar) erzeugt die erforderliche Kraft zur Änderung des Flügelwinkels. Diese Einheit arbeitet mit einem Maximaldruck von 7×10^6 Pa und gewährleistet damit eine schnelle Reaktion auf das Steuersignal. Durch die sehr großen Wartungsintervalle (ca. 1000 Betriebsstunden) ist es mit diesem System möglich, lange zusammenhängende Schnitte zu vermessen.

II.2.2 Das Mikroprozessor-Bordgerät

Dieses Gerät ist die eigentliche Bordeinheit des Systems, deren Hauptaufgaben in zwei Punkten zusammengefaßt werden können:

1. Das Steuergerät kontrolliert die Bahn des Schleppfisches mit frei wählbaren Parametern für die maximale und minimale Tiefe der Profile und für die Tauchgeschwindigkeit. Zusätzlich ist der Fisch im Automatikbetrieb auf konstantem Tiefenniveau zu halten oder auch manuell zu steuern (bei Einhol- und Aussetzmanövern). Im Normalbetrieb erzeugt das Kontrollgerät eine sägezahnförmige Sollbahn, entsprechend den gewählten Parametern, und erzeugt mit Hilfe eines Software-Regelkreises (Fischer et al., 1985), der Solltiefe und wahre Tiefe unter Einbeziehung der Tauchgeschwindigkeit

und des Flügelwinkels vergleicht, das eigentliche Steuersignal. Zur Sicherung des Systems ist eine Zugkraftbegrenzung in den Regelkreis integriert, die bei Überschreitung eines Schwellwertes den Fisch zum Auftauchen zwingt und damit die Kräfte auf das Schleppkabel schlagartig reduziert. Zur ständigen Überwachung des Fisches werden die Fischparameter sowohl digital als auch analog am Bordgerät angezeigt und zusätzlich auf einem X-t-Schreiber aufgezeichnet.

2. Die Aufzeichnung der Meßdaten geschieht ebenfalls unter Kontrolle des Bordgerätes. Dabei werden die CTD-Daten in Echtzeit zusammengefaßt, so daß sie anschließend als 16-Bit-Rohdaten auf Magnetband geschrieben werden können. Zur Kontrolle der Datenqualität wird einmal in der Sekunde eine Umrechnung der Zählerstände in physikalische Einheiten durchgeführt und auf der Frontseite des Gerätes angezeigt; abgeleitete Größen wie Salzgehalt und Dichte werden berechnet und ebenfalls dargestellt. Dieses Kontrollsystem ist eine Weiterentwicklung des FWG-Systems.

II.2.3 Meßsonde im Schleppfisch

Zur Messung der wissenschaftlichen Daten wurde eine ME-Kompakt-Sonde der Firma Meerestechnik Elektronik GmbH, Trappenkamp, eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein normales CTD, dessen Sensoren (zweimal Temperatur und Leitfähigkeit) an ca. 1 m langen Kabeln montiert wurden. Thermometer und Leitfähigkeitszellen wurden (Abb. 2.2) auf den unteren Tragflächen des Heckleitwerks befestigt, dagegen befand sich der Drucksensor im Inneren des Fisches direkt an der Sonde.

In Tabelle II.1 sind die Herstellerangaben über Genauigkeit und Meßbereich der Sonde zusammengefaßt.

Tabelle II.1: Spezifikation der CTD-Sonde

Parameter	Spezifikation	
Druck	Meßprinzip :	Dehnungsmeßstreifen
	Bereich :	0 - 600 m
	Auflösung :	± 0.01 m
	Genauigkeit:	0.25 % vom Meßbereich
Temperatur	Meßprinzip :	Platin-Widerstandsthermometer
	Bereich :	- 2 bis 40 °C
	Auflösung :	0.001 °K
	Genauigkeit:	± 0.005 °K
Leitfähigkeit	Meßprinzip :	Symmetrische Elektrodenzelle
	Bereich :	5 - 55 mS/cm
	Auflösung :	0.001 mS/cm
	Genauigkeit:	± 0.005 mS/cm

Die Meßrate betrug 16 Zyklen pro Sekunde, woraus sich ein Zeitintervall von 62.5 ms zwischen den einzelnen Zyklen ergab. Aus technischen Gründen wurde die ursprüngliche 16-Bit-Auflösung zu 15-Bit reduziert, woraus ein von den Herstellerangaben abweichendes Digitalisierungsintervall von 2 mK, 0.002 mS/cm und 0.02 m für die Sensoren T, C und D resultierte.

II.2.4 Schleppanordnung auf FS "Poseidon"

Der Einsatz des Schleppfisches erfolgte erstmalig im Sommer 1981. Die während der Expedition benutzte Schleppanordnung auf FS "Poseidon" ist schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt. Dabei wurde der Fisch an einem unverkleideten 10-mm-Einleiterdraht geschleppt. Dieses Schleppkabel diente zur bidirektionalen Datenübertragung und zur Stromversorgung der Unterwassereinheiten und erfüllte gleichzeitig die mechanischen Ansprüche (Bruchlast nominell 6000 Kp). Der Verlauf des Schleppkabels führte von der Schleppwinde auf dem Bootsdeck über den A-Rahmen zum Geologischen Baum und

F.S. Poseidon Towing Arrangement

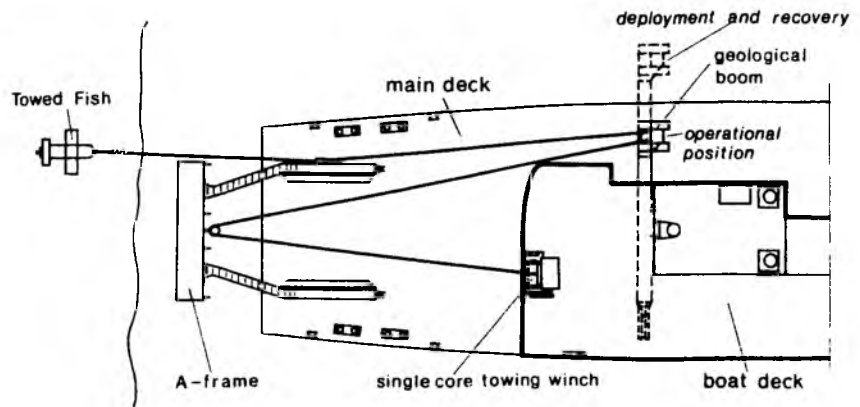


Abb. 2.3: Schleppanordnung auf FS "Poseidon"
Hauptkomponenten: Einleiter-Schleppwinde
A-Rahmen
Geologischer Baum

von dort zum Heck des Schiffes (seitlich am A-Rahmen). Einhol- und Aussetz-
manöver erfolgten bei ausgefahrenem Geologischen Baum, wobei während der
Manöver das Kabel aus dem Klappblock seitlich vom A-Rahmen entfernt wurde.
Zur Kontrolle der auftretenden Zugkräfte wurde ein Zugspannungsmeßgerät
auf das Kabel aufgesetzt.

II.2.5 Navigation und Strömungsmessung

Genaue Navigation in absoluten und relativen Koordinaten, die die Möglichkeit
beinhaltet, absolute Strömungen zu berechnen, wurde durch die zweite Haupt-
komponente des SEA-ROVER-Systems gewährleistet. Diese Navigationsanlage
diente ausschließlich wissenschaftlichen Belangen, obwohl ein Teil der
benutzten Daten (Satelliten-Fixpunkte, Schiffskurs) den Schiffsanlagen ent-
nommen wurde.

Die Eingabedaten wurden im Navigationsrechner (HP-1000) gesammelt und in
Zweiminutenintervallen gespeichert. Neben der Aufzeichnung der Absolut-
koordinaten wurden Daten eines elektromagnetischen Zweikomponenten-Logs
gespeichert und aus der Integration dieser Daten die Schiffsgeschwindigkeit
relativ zum Wasser (Meeresoberfläche) bestimmt. Zur Kontrolle des Experiments
konnten die Navigationsdaten in Echtzeit graphisch dargestellt werden. Der
mobile Einsatz des elektromagnetischen Logs im Seeschacht von FS "Poseidon"
erforderte eine Kalibrierung der Anlage vor jedem Experiment. Die
Kalibrierung der Anlage wurde am 18. Juli 1981 in der Nähe der Azoren
durchgeführt (Bauer et al., 1985; Leach, 1984).

II.2.6 Echtzeitdatenverarbeitung

Die Untersuchung mesoskaliger Strukturen an ozeanischen Fronten erfordert
eine ständige Kontrolle des Schiffskurses relativ zu den beobachteten
Strukturen. Eine Anpassung des Vermessungsschemas an den Verlauf der Front
ist daher nur möglich, wenn der Einblick in die räumlichen Strukturen der
gemessenen Parameter in Echtzeit zur Verfügung steht. Dazu wurde ein Daten-
verarbeitungsschema entworfen, dessen Endprodukt, z.B. die isopyknische
Temperaturverteilung, den oben aufgeführten Anforderungen entsprach. Die
einzelnen Stufen der Echtzeitverarbeitung waren:

1. Zusammenfügen der Schleppfisch- und Navigationsdaten,

2. Trennung des Datensatzes in aufwärts- und abwärtsgerichtete Schleppfischprofile,
3. Umwandlung der Rohdaten in physikalische Einheiten, Berechnung abgeleiteter Größen wie Salzgehalt und Dichte sowie Reduzierung durch vertikales Mitteln,
4. Interpolation der Daten auf Standardflächen (Temperatur und Druck auf Dichteflächen).

Anschließend wurden die Ergebnisse graphisch aufbereitet und analysiert. Da die Verarbeitung etwa die gleiche Zeit wie die Datenerfassung beanspruchte, wurden jeweils Datensegmente von 4 Stunden Länge bearbeitet, so daß spätestens nach 8 Stunden das Ergebnis bereit lag.

II.2.7 Meteorologische Anlage

Die Meteorologische Anlage auf FS "Poseidon" bestand aus zwei unabhängigen Geräten, der Tefrimet-Anlage und einem Gerät, das am IfM in der Abteilung für Maritime Meteorologie entwickelt wurde. Erstere lieferte Trocken- und Feuchttemperatur, Temperatur der Meeresoberfläche, Windgeschwindigkeit und -richtung sowie den Luftdruck (jeweils ein Punktwert pro Minute). Der Vorteil der zweiten Anlage bestand im wesentlichen im frei wählbaren Mittelungsintervall. Zusätzlich waren Sensoren für Trocken- und Feuchttemperatur in dieser Anlage paarweise auf beiden Schiffsseiten montiert, und außerdem konnte die kurzweilige Einstrahlung gemessen werden.

III DAS EXPERIMENT NOA'81 UND DIE ALLGEMEINE HYDROGRAPHISCHE SITUATION

Der erste Einsatz des SEA-ROVER-Systems erfolgte im Sommer 1981 im Rahmen der Expedition NOA'81. NOA'81 kann als die erste einer Reihe von Expeditionen angesehen werden, deren Ziel es ist, einerseits einen Einblick in die großräumige Struktur des oberflächennahen Nordatlantiks zu gewinnen und andererseits eine detaillierte Studie der Kinematik und Dynamik einer Front durchzuführen. Beiden Zielsetzungen gemeinsam war die Wahl der Meßparameter, nämlich bei einer möglichst hohen horizontalen Auflösung den vertikalen Bereich des Fisches so zu wählen, daß der obere Umkehrpunkt in der Deckschicht möglichst nahe der Meeresoberfläche und der untere Umkehrpunkt möglichst tief in der saisonalen Sprungschicht lag. Bei einer maximal erreichbaren Schleppgeschwindigkeit von etwa 5 m s^{-1} betrug die Vertikalgeschwindigkeit des Schleppfisches im Mittel 2 m s^{-1} , wobei ein vertikaler Bereich von 10 m bis 75 m überdeckt wurde. Aus diesen Parametern ergab sich eine horizontale Wellenlänge der sägezahnförmigen Schleppfischbahn von 400 - 500 m mit einer Vertikalauflösung von ca. 12.5 cm unter Berücksichtigung der Meßrate von 16 Zyklen pro Sekunde. Abbildung 3.1 zeigt ein Beispiel für die Form und die Skalen der typischen Schleppfischbahn während NOA'81.

III.1 Das Meßgebiet: die nordatlantische Polarfront

Der Verlauf des Schiffskurses während NOA'81 ist in Abbildung 3.2 dargestellt und zeigt neben den langen Schnitten das Gebiet der Polarfront Vermessung, das durch die Breitenkreise 50° N und 52° N sowie zonal durch die Meridiane 31° W und 37° W begrenzt wird. Geographisch lag das Gebiet etwa 5° westlich des mittelatlantischen Rückens südlich der Gibbs-Bruchzone.

Die Festlegung des Gebietes wurde aufgrund der vorläufigen Ergebnisse der Schnitte "B102" (Azoren, Wetterschiff "C", 55° N) und "B103" (55° N bis $\sim 50^\circ \text{ N}$) im Bereich der stärksten horizontalen Gradienten von Temperatur und Salzgehalt vorgenommen. Entsprechend der Planung wurde das Gebiet dann durch einige parallele Zonalschnitte (C301, C303 und C305) eingegrenzt, um unter Berücksichtigung der langen Schnitte die synoptischskaligen Strukturen (Mäander und Wirbel) zu erfassen. Im Gebiet der stärksten Gradienten fand dann eine detailliertere Untersuchung der frontalen Strukturen statt, die aus 10 Schnitten quer zur Front bestand. Jeder dieser Schnitte war etwa 75 km lang und der Abstand betrug ca. 10 km, wobei die Abfolge der Schnitte in Richtung des

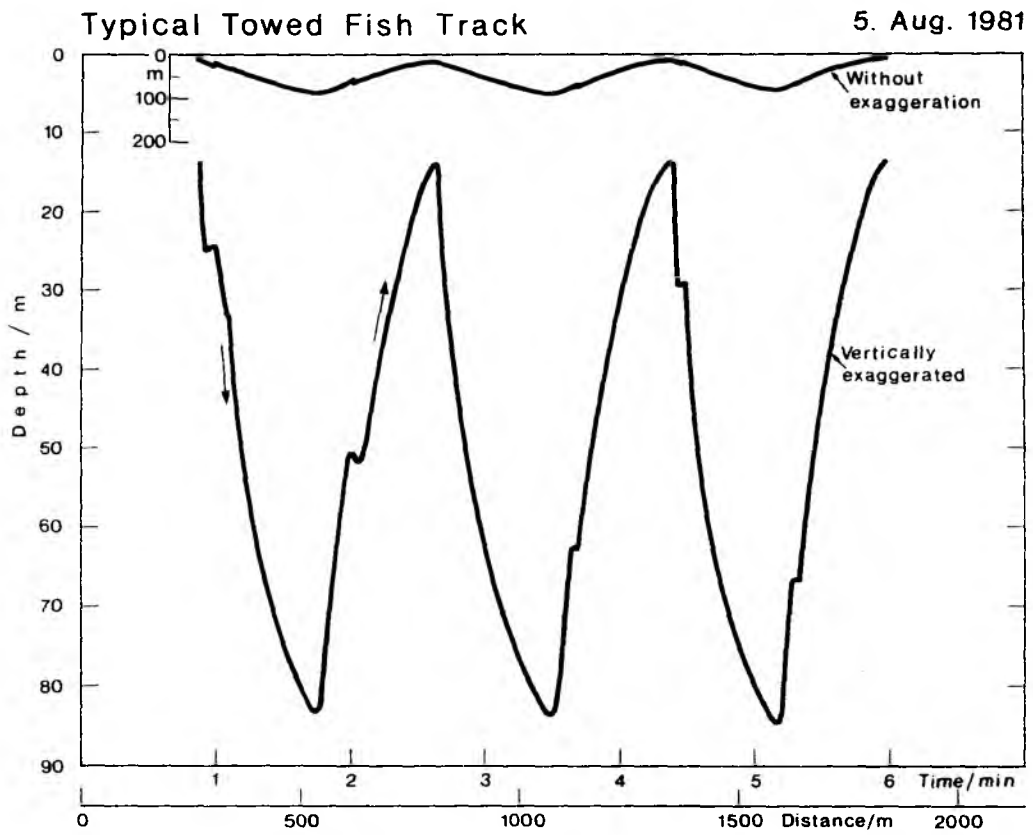


Abb. 3.1: Typische Struktur der Schleppfischbahn in überhöhter und maßstabsgetreuer Darstellung.

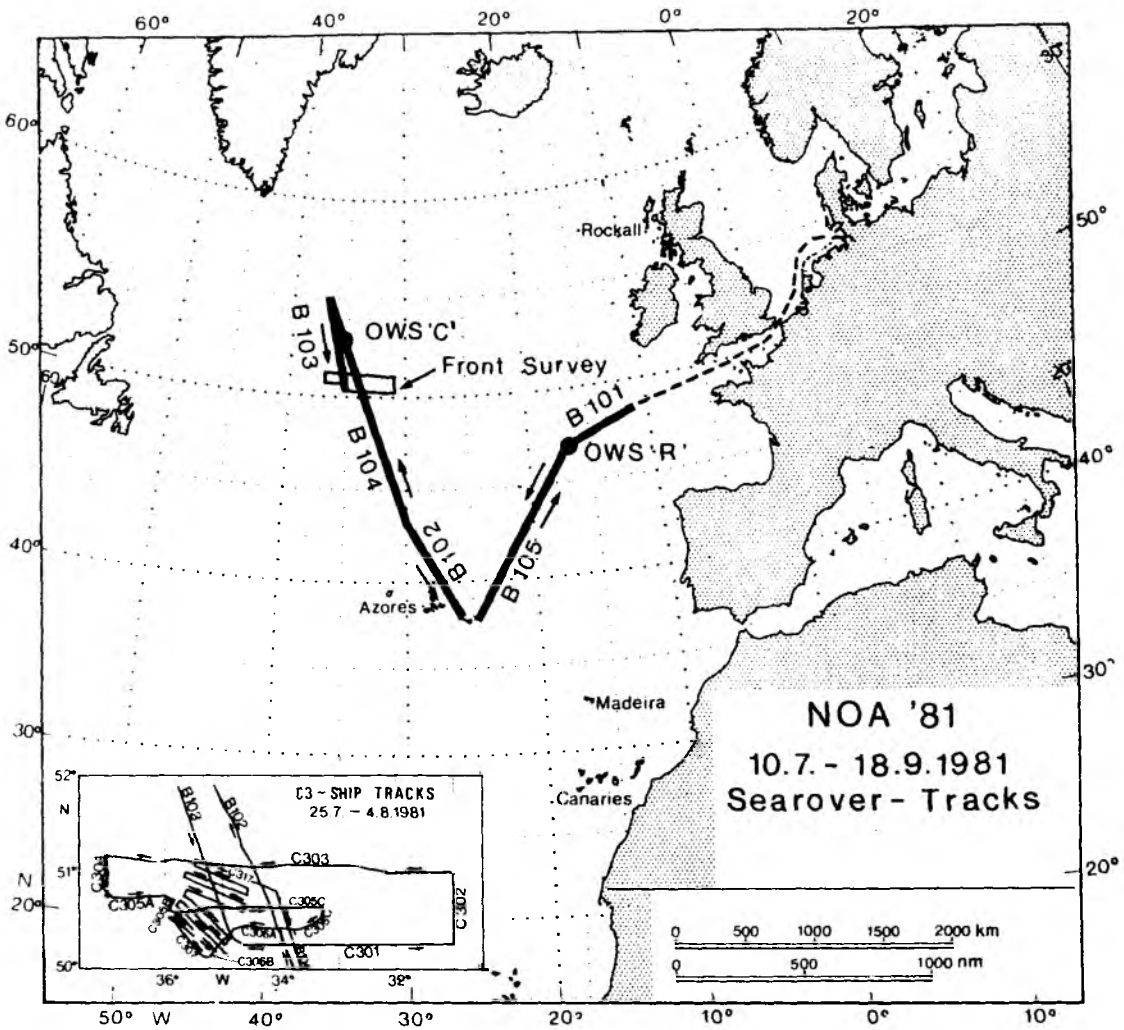


Abb. 3.2: Schiffskurs während der SEA-ROVER Expedition im Sommer 1981. Das Inlet in der linken unteren Ecke zeigt den Schiffskurs in dem "Front Survey"-Gebiet.

beobachteten Jets (stromab) lag. Abbildung 3.3 zeigt die Schiffskurse während des Frontenexperiments, das einen Zeitraum von 11 Tagen (25.7. - 4.8.81) umfaßte, die mesoskalige Studie innerhalb dieses Zeitraums dauerte 2 Tage. Insgesamt wurden im Frontengebiet etwa 10000 Profile aufgezeichnet (je 5000 gleicher Tauchorientierung).

III.2 Hydrographische Situation aus historischen Daten

Eine Zusammenfassung der saisonalen und regionalen Variabilität in dieser Region kann dem "Isopycnic Atlas of the North Atlantic Ocean" (Bauer und Woods, 1984) entnommen werden, der aus dem Robinson-Bauer-Schroeder Atlas (1979) (RBS) abgeleitet wurde. Eine Zusammenstellung verschiedener Parameter findet man außerdem bei Woods (1984).

III.2.1 Vertikale Schichtung

Die Geschichte der Wassersäule, die vom SEA-ROVER erfaßt wird, beginnt zu dem Zeitpunkt, an dem die einzelnen Wasserpartikel den letzten Kontakt mit der Meeresoberfläche hatten. Teilt man die Wassersäule des oberen Ozeans in ihre typischen Bereiche nach Woods (1985a) in "mixed layer", tägliche, saisonale und permanente Sprungschicht, so haben die einzelnen Bereiche eine unterschiedliche Geschichte. Im Sommer 1981 (Juli - August) ist diese Schichtung stark entwickelt, mit einer flachen täglichen Sprungschicht und "mixed layer", die zusammengefaßt als Deckschicht bezeichnet werden, sowie einer ausgeprägten saisonalen Sprungschicht. Der Bereich zwischen der Untergrenze der täglichen Sprungschicht und der Meeresoberfläche hat zumindest täglichen Kontakt mit der Meeresoberfläche und diabatische Prozesse spielen eine dominierende Rolle. Dies gilt teilweise auch für den obersten Bereich der saisonalen Sprungschicht, die durch tiefgreifende Vermischung durch Stürme erodiert werden kann, so daß die Geschichte dieses Bereichs nach Durchzug eines Sturmes neu beginnt.

Die maximale winterliche Konvektionstiefe definiert die Grenze zwischen saisonaler und permanenter Sprungschicht. Folgt man RBS (1979) und Levitus (1982), so findet man in der Umgebung unseres Meßgebietes ein Minimum der winterlichen Konvektionstiefe, das durch die mittlere Deckschichttiefe im

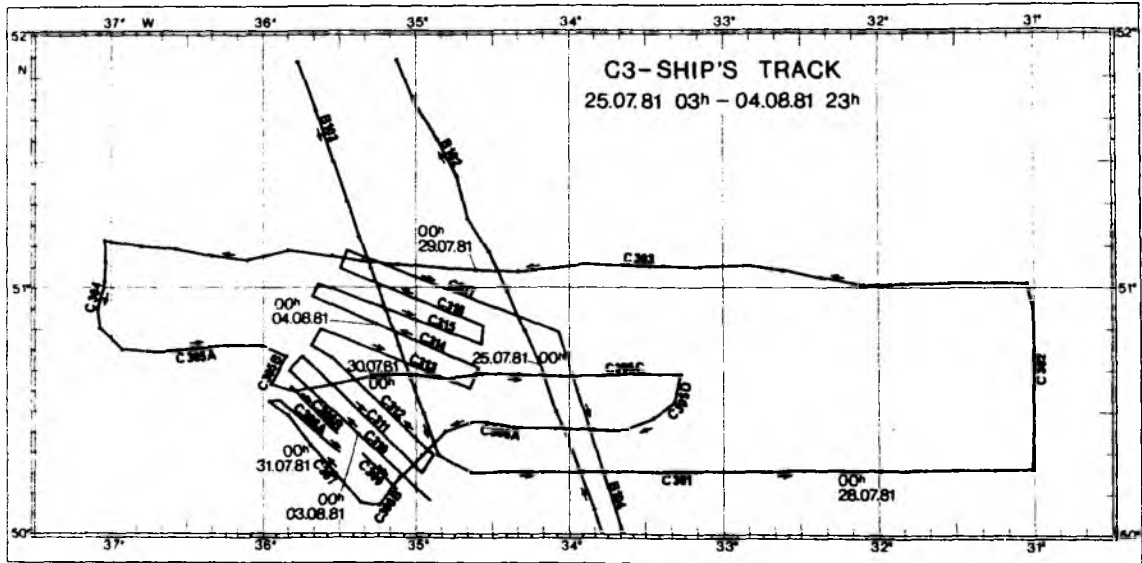


Abb. 3.3: Schiffskurs während der Frontuntersuchung im Sommer 1981.

März beschrieben wird. Je nach Definition der Grenze zwischen Deckschichttiefe und stabiler Schichtung beträgt das Minimum 200 m (RBS mit Temperatorkriterium), 100 m nach Levitus (1982) mit $\Delta T = 0.5$ K und 200 m nach Levitus (1982) mit $\Delta \sigma_t = 0.125$ kg m⁻³ (Abb. 3.4). Der Anstieg der saisonalen Sprungschicht erfolgt innerhalb weniger Wochen im Frühjahr (Woods und Barkmann, 1985) so daß man davon ausgehen kann, daß die Geschichte der Wassersäule, die vom Schleppfisch erfaßt wurde, nicht älter als etwa 3 - 4 Monate ist (April bis Ende Juli).

Da die Schnittlinie der Dichteflächen mit der Meeresoberfläche (Outcrop-Linie) während der frühjährlichen Erwärmung nach Norden wandert, befinden sich Wasserkörper, die zu verschiedenen Zeitpunkten in die saisonale Sprungschicht eingebunden wurden, auf der gleichen Dichtefläche. Durch die gyreskalige Advektion können Wassermassen mit unterschiedlicher Geschichte, T-S-Beziehung und potentieller Vorticity aus großer Entfernung in Entstehungsgebiete anderer Wasserkörper transportiert werden. In Anlehnung an Dietrich et al. (1969), bezeichnete Meincke (1984, Abb. 3.5) die Wassermassen nördlich der Polarfront (bei Meincke - Subarktikfront) als subarktisches Wasser (SAW) und modifiziertes Nordatlantikwasser (MNAW) sowie südlich der Polarfront als nordatlantisches Zentralwasser (NACW). Die Polarfront ist somit als Wassermassengrenze anzusehen, die den subarktischen Gyre im Norden vom subtropischen im Süden trennt.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft dieser Region ist die Nähe der Grenze zwischen aufwärts gerichtetem "Ekman pumping" im subarktischen Gyre und abwärts gerichtetem im subtropischen Gyre, von der Gill (1982) vermutete, daß sie die charakteristischen Eigenschaften der Front prägt.

III.2.2 Mittlere Verteilungen von T,S,P auf Dichteflächen

Die klimatologische Temperatur-, Salzgehalt- und Druckverteilung im August soll am Beispiel einer Dichtefläche beschrieben werden, deren mittlere Tiefe innerhalb des Schleppfisch-Tauchbereiches lag. Das in Abbildung 3.6a dargestellte Druckfeld auf der Dichtefläche ($\sigma_t = 26.5$ kg m⁻³) wurde dem isopyknischen Atlas von Bauer und Woods (1984) entnommen. Nördlich der Azoren steigt die Fläche von etwa 100 m auf 50 m bei 50° N und schneidet bei 55° N die Meeresoberfläche. Durch Vergleich mit der maximalen winterlichen Konvektionstiefe (Abb. 3.4) wird ersichtlich, daß die Isopykne in diesem



Abb. 3.4

"Mixed layer"-Tiefe im März;
bestimmt mit Dichtekriterium
($\Delta\sigma_t = 0.125 \text{ kg m}^{-3}$) (Woods,
1984, nach Levitus, 1982).

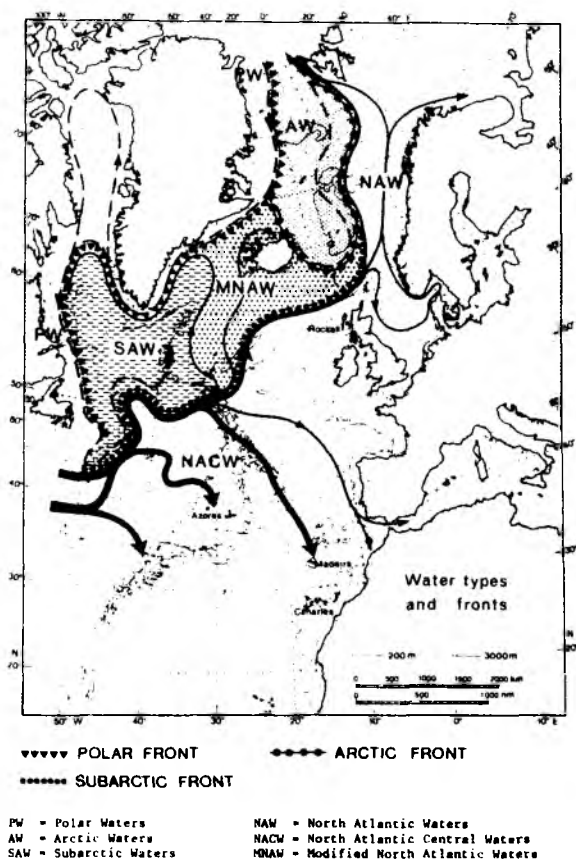


Abb. 3.5

Wassermassen und permanente Fronten
 (Woods, 1984, in Anlehnung an Dietrich,
 1969).

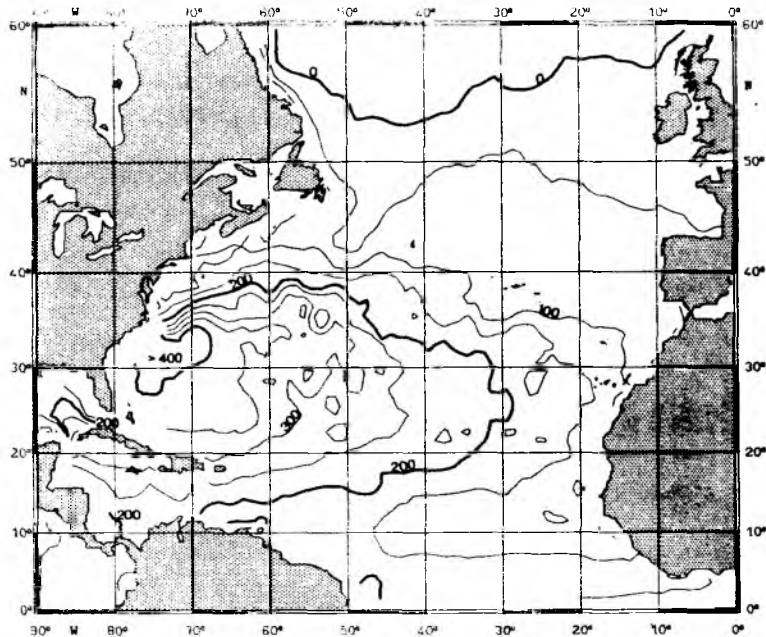


Abb. 3.6a

Mittlere Tiefe der Dichtefläche $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ für den Monat August (Bauer und Woods, 1984). Isobathenabstand ist 50 m.

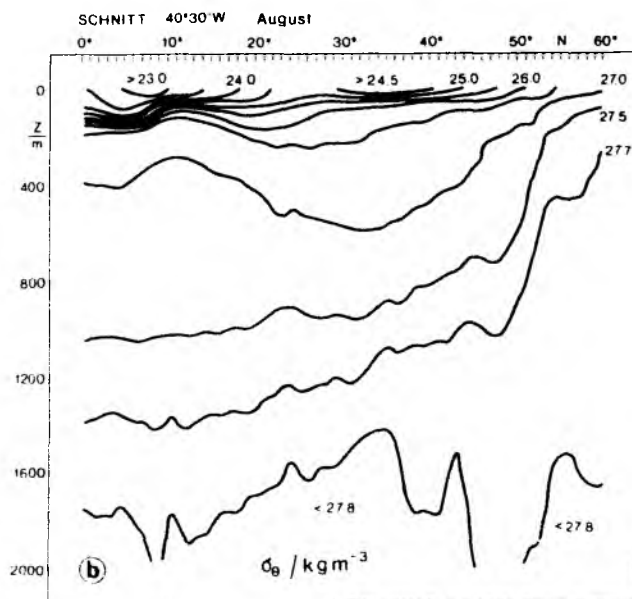


Abb. 3.6b

Meridionalschnitt der Dichte im Nordatlantik bei 40°30' W (Stammer, 1986).

Bereich der saisonalen Sprungschicht zuzuordnen ist. Horizontale Druckgradienten sind auf dieser Fläche relativ schwach; dies ändert sich allerdings auf den tieferen Flächen, wie der meridionale Dichteschnitt (Abb. 3.6b) zeigt (Stammer, 1986). Die stärkste Isopyknenneigung auf den tieferen Flächen konzentriert sich auf den Bereich der Polarfront nördlich von 50° N. Ein weiteres interessantes Merkmal dieser Region ist die Abnahme des Isopyknenabstands nach Norden in der Schicht oberhalb $\sigma_t = 27.7 \text{ kg m}^{-3}$ und die Zunahme unterhalb dieser Isopykne. Interpretiert man diese Abstandsänderungen gemäß Gleichung I.2 als Gradienten der potentiellen Vorticity, dann ist die notwendige Bedingung für barokline Instabilität, nämlich ein vertikaler Vorzeichenwechsel des IPV-Gradienten, erfüllt.

Ähnlich wie die Isobaren verlaufen die Isothermen (Abb. 3.7) zwischen 30° W und 40° W nahezu zonal; dabei beginnt die Region starker meridionaler Temperaturgradienten auf der Isopykne ($\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$) schon bei 45° N. Der Temperaturbereich innerhalb des Meßgebietes variiert von 14° C bei 50° N bis etwa 12° C bei 52° N. Daraus resultiert ein mittlerer meridionaler Temperaturgradient von ungefähr 1 K/100 km .

Da es sich um eine isopyknische Darstellung handelt, ist diese Gradientenzone als Wassermassengrenze anzusehen und die Salzgehaltsverteilung muß ähnliche Strukturen zeigen. Die $35.0 \cdot 10^{-3}$ -Isohaline (Abb. 3.8) definiert hier den Übergang zwischen dem salzreicheren NACW und dem salzärmeren MNAW des zyklonalen Gyres im Norden. Thermisch ist diese Region die nördliche Grenze der Warmwassersphäre.

III.2.3 Isopyknische potentielle Vorticity

Als Beispiel für die großräumige Struktur der "Sverdrup"-IPV (siehe Gleichung I.2) in der saisonalen Sprungschicht dient ein Ausschnitt der klimatologischen IPV-Verteilung im Nordatlantik (Abb. 3.9a nach Stammer und Woods, 1986), die aus dem hydrographischen Atlas (RBS, 1979) abgeleitet wurde. Der vertikale Dichtegradient wurde über ein Dichteintervall von $\Delta\sigma_t = 0.2 \text{ kg m}^{-3}$ mittels zentraler Differenzen um $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ bestimmt. Außerhalb der dicken gestrichelten Linie tritt die obere Isopykne ($\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$) in die Deckschicht ein, so daß in diesem Bereich die IPV nicht mehr definiert ist ("Outcrop-Linie").

Grundsätzlich erkennt man eine Zunahme der IPV nach Norden. Der Grund dafür liegt in dem Ansteigen der Isopyknen in Bereiche höherer statischer

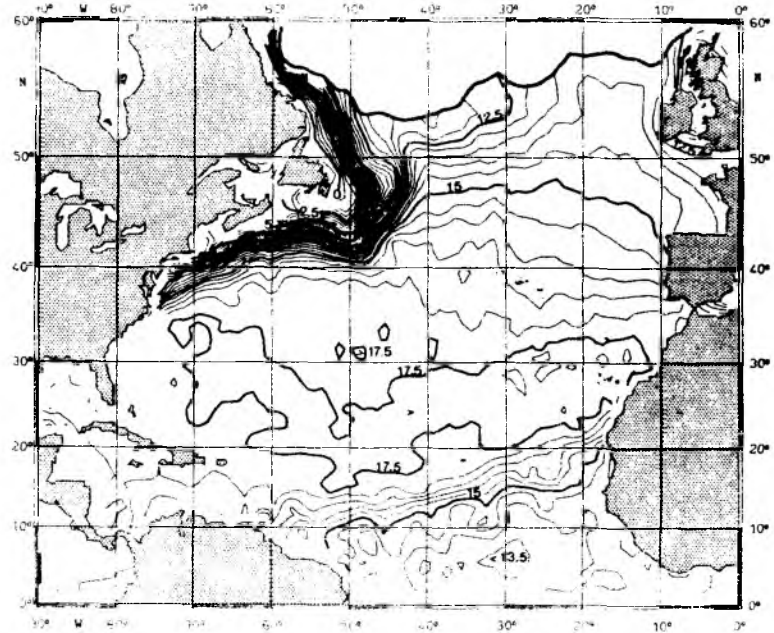


Abb. 3.7

Klimatologische Temperaturverteilung auf $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ für den Monat August (Bauer und Woods, 1984). Isothermenabstand ist 0.5 K.

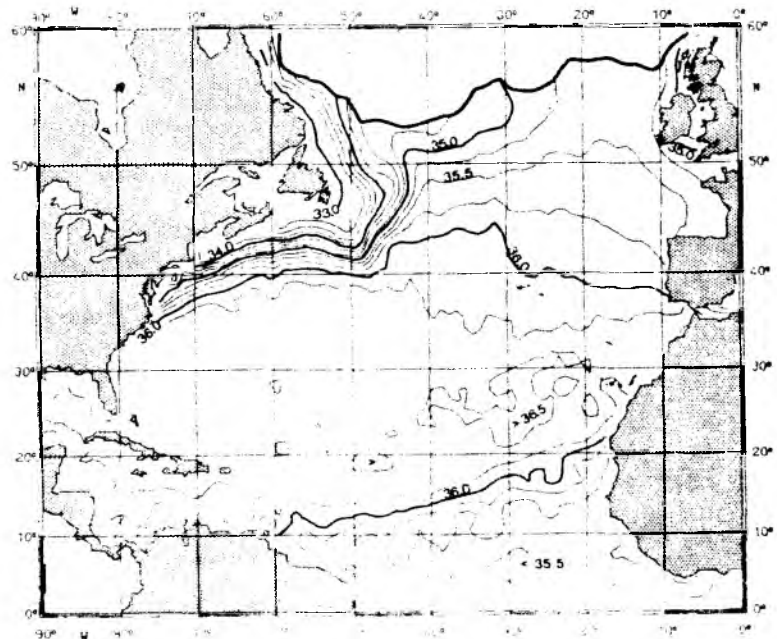


Abb. 3.8

Klimatologische Salzgehaltsverteilung auf $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ für den Monat August (Bauer und Woods, 1984). Isohalinenabstand ist $0.25 \cdot 10^{-3}$.

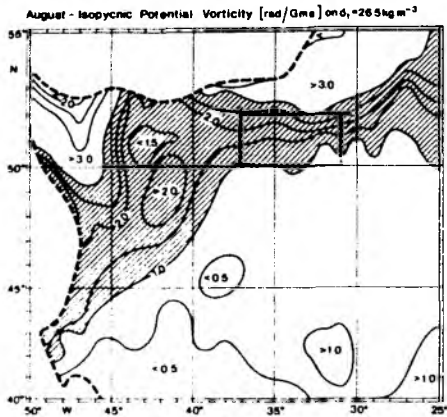


Abb. 3.9a

Klimatologische IPV-Verteilung im August für die Schicht zwischen $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ (Stammer und Woods, 1987).

"Outcrop"-Linien gerissen:

Das Rechteck bezeichnet das NOAA '81-Frontgebiet; das Konturintervall beträgt $0.5 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

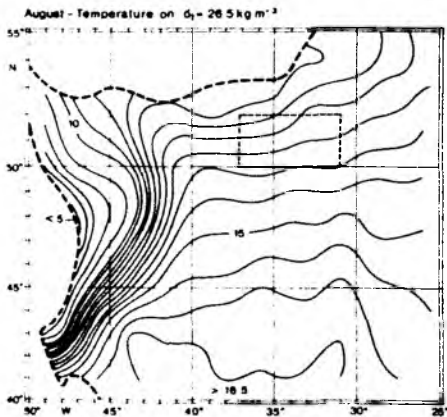


Abb. 3.9b

Klimatologische Temperaturverteilung im August auf $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ (Bauer und Woods, 1984).

Das Konturintervall ist 0.5 K für $T > 10^\circ \text{ C}$ und 1 K für $T \leq 10^\circ \text{ C}$.

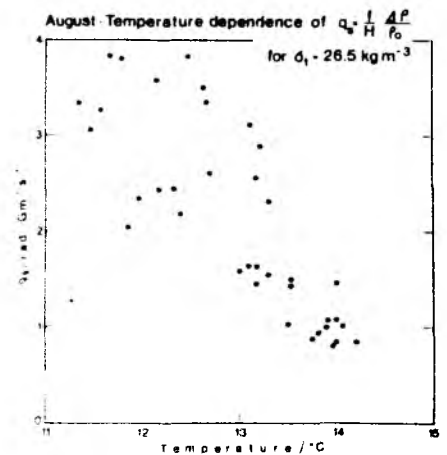


Abb. 3.9c

Temperatur-IPV-Diagramm für

$\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ im Gebiet $30^\circ \text{ W} - 40^\circ \text{ W}$ und $49^\circ \text{ N} - 53^\circ \text{ N}$.

Stabilität (N^2 -Maximum). Die größten IPV-Werte sollten damit in unmittelbarer Nähe der Outcrop-Linien auftreten. Durch Advektion von IPV wird diese Süd-Nord-Struktur besonders im westlichen Nordatlantik durch den von Süden vordringenden Nordatlantischen Strom sowie den von Norden kommenden Labradorstrom modifiziert. Auffällig ist der große Bereich nahezu homogener IPV östlich 40°W , der im Norden durch eine Zone hoher meridionaler IPV-Gradienten begrenzt wird. Inwieweit die geringe Variabilität auf Wirbelaktivität und anschließende Mittelwertbildung zurückzuführen oder schon im Entstehungsprozeß während der frühjährlichen Erwärmung begründet ist, läßt sich nicht definitiv beantworten. Ein Vergleich der Zeitskalen für das Entstehen der saisonalen Sprungschicht (4 - 5 Monate seit der tiefsten Winterkonvektion) sowie typischer Zeitskalen der Wirbel (Monate) läßt es unwahrscheinlich erscheinen, daß die Homogenisierung durch Wirbelfelder hervorgerufen wurde.

Im Gebiet der Frontenvermessung ändert sich die klimatologische IPV von $1.0 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ am südlichen Rand auf $3.0 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ am nördlichen Rand. Der entsprechende IPV-Gradient liegt damit in der Größenordnung von $1.0 \cdot 10^{-14} \text{ rad m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dieser Gradient nimmt von Westen nach Osten zu und erreicht sein Maximum im östlichen Teil unseres Vermessungsgebietes.

Der qualitativ ähnliche Verlauf der Isothermen in Abb. 3.9b und der IPV-Isoplethen im Vermessungsgebiet deutet darauf hin, daß die IPV zur Charakterisierung der Wassermassen herangezogen werden kann. Wie das IPV-T-Streudiagramm (Abb. 3.9c) zeigt, scheint es einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen diesen Größen zu geben. Das Anwachsen der IPV mit abnehmender Temperatur beträgt etwa $1 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pro Grad Kelvin.

Die mittlere jährliche Verlagerung von Wasserpartikeln in 159 m Tiefe vermittelt einen Einblick in die gyreskalige Zirkulation (Abb. 3.10). Die Trajektorien wurden von Sarmiento (1983) mit einem Modell der allgemeinen Zirkulation berechnet. Charakteristische Merkmale der Polarfrontregion sind das starke Stromband des Nordatlantischen Stromes und der zyklonale subarktische Gyre nördlich davon. Durch Advektion werden Wasserpartikel aus großer Entfernung in einem eng begrenzten Gebiet zusammengeführt werden. Die aus der gyreskaligen Zirkulation resultierende Konfluenz kann somit verstärkend auf den großräumigen IPV-Gradienten wirken.

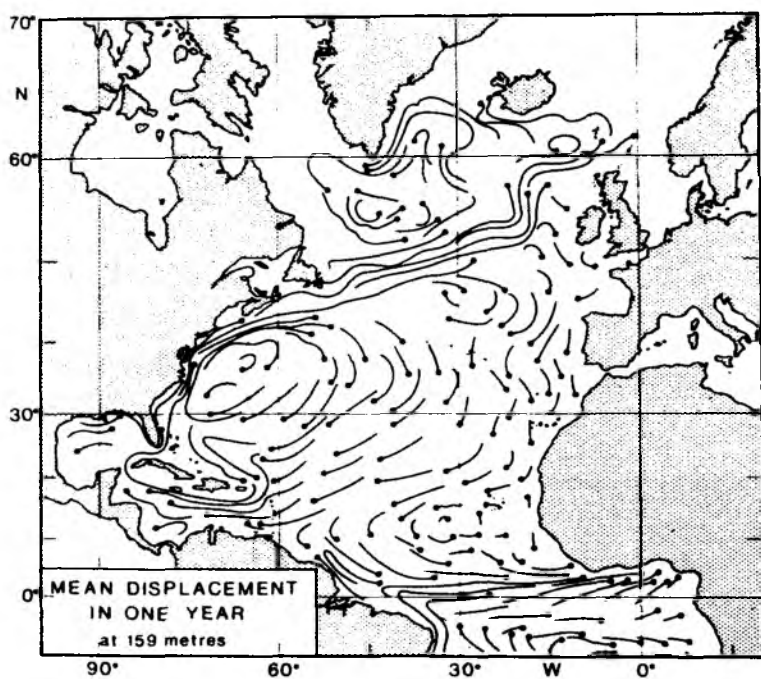


Abb. 3.10

Jährliche Verlagerung von Wasserpartikeln in 159 m Tiefe (Sarmiento, 1983). Berechnet mit dem Princeton-Modell der allgemeinen Zirkulation.

III.3 Großräumige Variabilität aus den langen Schleppfisch-Schnitten

Anhand des Schnittes Azoren - Wetterschiff "C" - 55° N soll ein Überblick über die hydrographische Situation für den Zeitraum des Experiments gegeben werden. Ein Vergleich des Tiefenbereiches unserer Messungen mit der aktuellen Deckschichttiefe (Abb. 3.11) zeigt, daß der Fisch überall die Deckschicht erfaßte. Dabei wurde zur Bestimmung der Deckschichttiefe ein einheitliches Gradientenkriterium von $\partial T / \partial z = 0.09 \text{ K m}^{-1}$ gewählt (Bauer et al., 1985). Zwischen 48° N und etwa 52° N lag die mittlere Deckschichttiefe bei 20 m und nördlich von 52° N bei etwa 25 - 30 m. Die Abbildung 3.12 zeigt Temperatur, Salzgehalt und Dichte an den Umkehrpunkten der Schleppfischbahn.

Die Temperaturverteilung nördlich von 46° N zeigt in beiden Tiefen eine treppenförmige Struktur mit Regionen scharfer Gradienten bei 49° N sowie 52° N und einem Plateau zwischen den Gradientenzonen. Dabei beträgt der maximale horizontale Temperaturgradient am unteren Umkehrpunkt etwa 4 K/100 km. Die horizontalen Temperaturunterschiede in der Deckschicht (oberer Umkehrpunkt) sind weniger scharf ausgeprägt und zeigen einen glatteren Verlauf, ein Grund dafür ist in den dominierenden diabatischen Prozessen zu sehen, die die Gradienten abschwächen. Während die Temperatur in etwa 80 m Tiefe nördlich 52° N ein Plateau erreicht, nimmt sie in der Deckschicht weiter nach Norden hin ab.

Im Salzgehalt sind ähnliche Strukturen zu erkennen. Zusätzlich treten maximale vertikale Salzgehaltsdifferenzen im Bereich der Frontalzonen auf. Auf der Nordseite der Frontalregion zeigt sich ein Salzgehaltsminimum besonders in den oberflächennahen Schichten, gefolgt von einem leichten Anstieg des Salzgehaltes nach Norden. Die Wassermassengrenze zwischen MNAW und Zentralwasser liegt klar definiert bei 52° N, mit Salzgehalten unter $34.8 \cdot 10^{-3}$ nördlich der Polarfront.

Entsprechend den Temperatur- und Salzgehaltsabnahmen, nimmt die Dichte nach Norden zu. Dabei sind die Dichteänderungen in der Deckschicht um einen Faktor 2 größer als in 80 m Tiefe. Die Dichte am oberen Umkehrpunkt steigt zwischen 47° N und 53° N von $\sigma_t = 25.6 \text{ kg m}^{-3}$ auf $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ um 0.8 kg m^{-3} und in 80 m Tiefe von $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ auf $\sigma_t = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ nur um 0.4 kg m^{-3} . Die Dichteänderungen erfolgen dabei ähnlich wie Temperatur und Salzgehalt nicht gleichförmig, sondern in einzelnen Stufen, deren

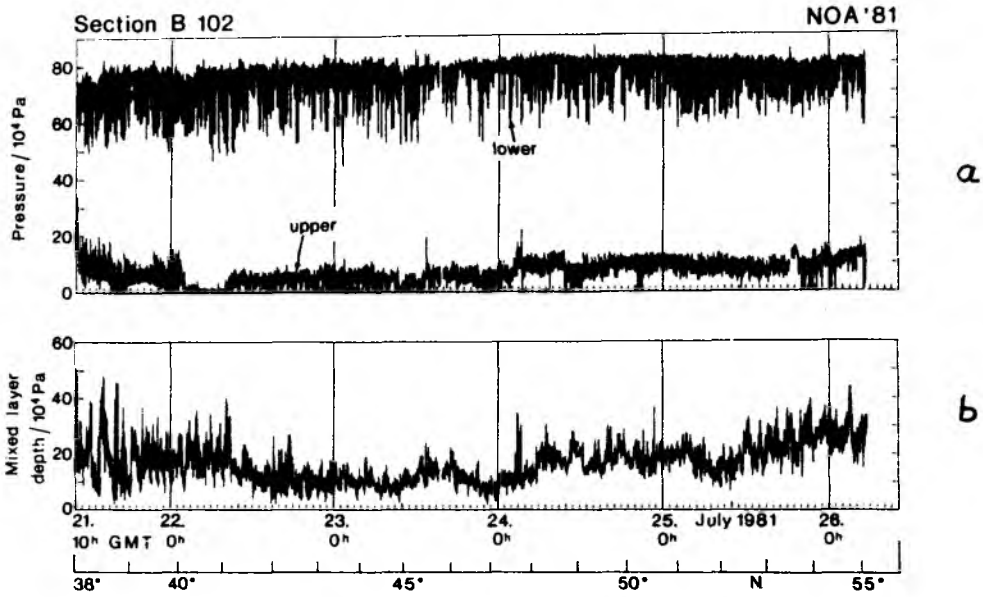


Abb. 3.11

- a) Tiefenbereich des Schleppfisches zwischen den Umkehrpunkten der Schleppfischbahn,
- b) Deckschichttiefe nach Gradientenkriterium der Temperatur ($\frac{\partial T}{\partial z} = 0.09$ K/m).

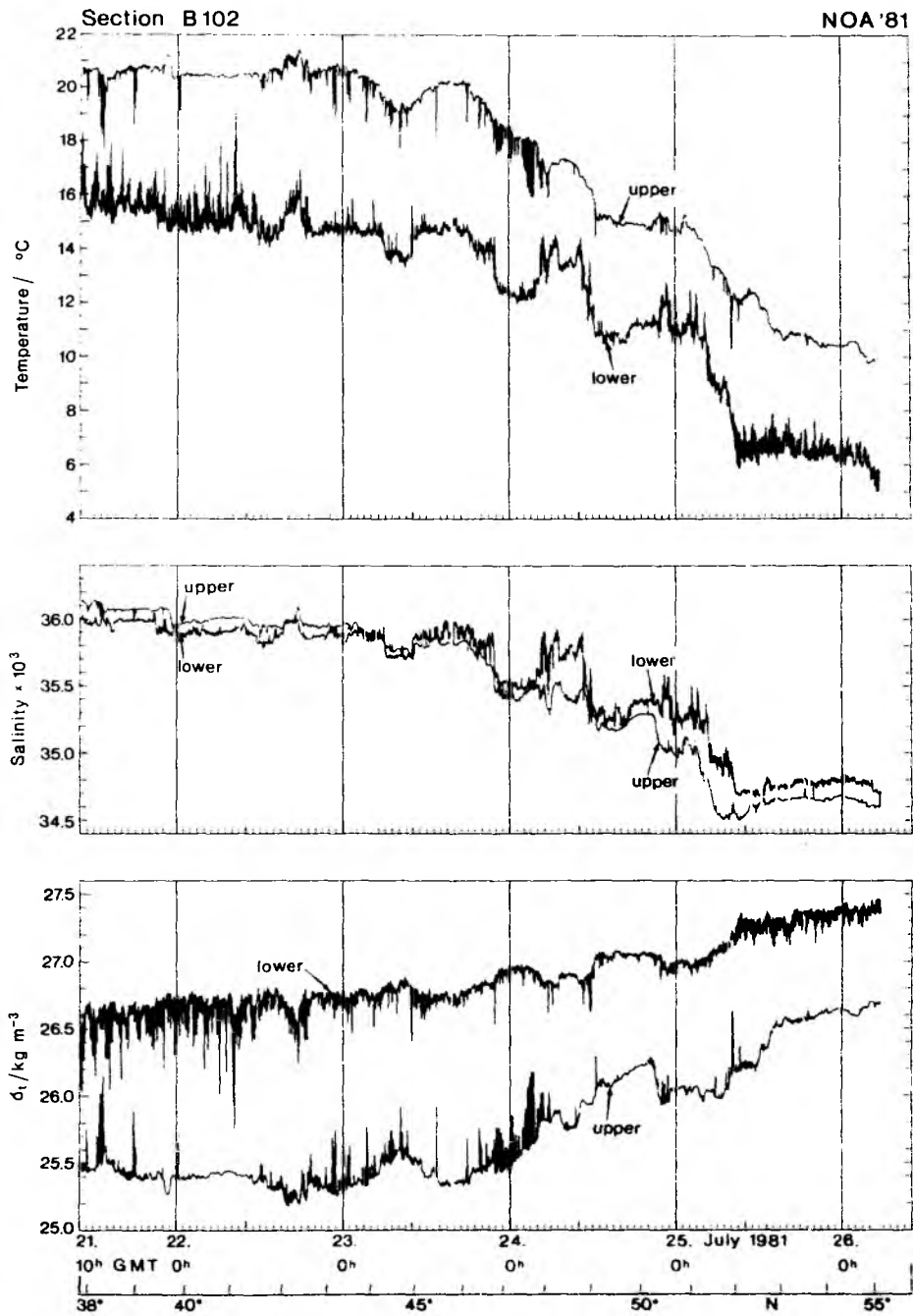


Abb. 3.12: Temperatur-, Salzgehalts- und Dichteverteilung an den Umkehrpunkten der Schleppfischbahn auf dem Schnitt B102.

stärkste der Polarfront zugeordnet ist. Hier erkennt man eine starke Phasenverschiebung des Dichtesignals um etwa 100 km.

Die großskalige Baroklinität aus 1° Mittelwerten beträgt zwischen 45° N und 53° N etwa 4.5×10^{-5} mit Maximalwerten von 10^{-4} zwischen einzelnen 1° -Feldern (Abb. 3.13). Die Baroklinität nimmt über den vertikalen Meßbereich um etwa einen Faktor 2 ab. Aus den 1° Mittelwerten (Bauer et al., 1985) der langen Schleppfischschnitte konnte ebenfalls die "Sverdrup"-IPV für den Bereich um 50° N abgeschätzt werden. Dabei variiert die IPV von 1.6 bis $2.4 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für das Dichteintervall $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ bis $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$. Der IPV-Gradient zwischen 50.5° N und 51.5° N lag bei etwa $0.8 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, also in derselben Größenordnung wie in den historischen Daten.

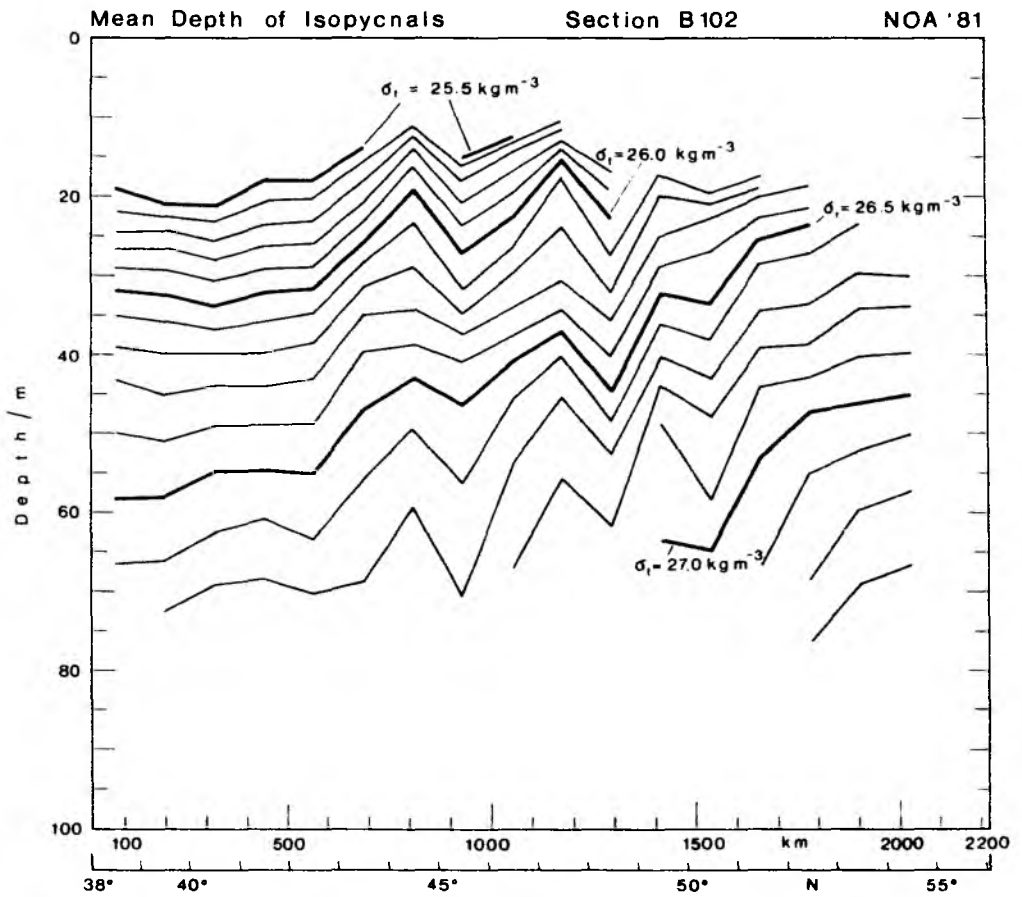


Abb. 3.13

Tiefe der Isopyknen auf dem Schnitt B102 aus 1°-Mittelwerten
(Bauer, 1987).

IV DATENVERARBEITUNG, DATENBEREINIGUNG UND FEHLERBETRACHTUNGEN DER HYDROGRAPHISCHEN DATEN

Die Verarbeitung der CTD-Daten folgte im wesentlichen dem Verarbeitungsschema von CTD-Stationsdaten. Zusätzlich wurden einige spezifische Verarbeitungsstufen eingeführt, die dem Einsatz des CTD in einem geschleppten System Rechnung tragen. Die einzelnen Verarbeitungsstufen und die daraus resultierenden Endprodukte sind im Datenflußdiagramm (Abb. 4.1) dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Standard-Verarbeitung der hydrographischen Daten findet man bei Bauer et al. (1985); deshalb soll an dieser Stelle die Standard-Verarbeitung nur in geraffter Form beschrieben werden.

IV.1. Datenverarbeitung und Bereinigung

Die CTD-Daten wurden mit Hilfe des Schleppfisch-Kontrollgerätes als unkali-brierte Daten digital auf Magnetband geschrieben. Nach jeweils 50 Datenzyklen, von denen jeder je zweimal Temperatur und Leitfähigkeit sowie den zugehörigen Druckwert enthielt, folgte ein genereller Informationsteil mit Startzeit und aktueller Tauchorientierung (auf- oder abtauchend). Die Informationen über relative und absolute Positionen lagen ebenfalls auf Magnetband vor; dabei betrug das Zeitintervall 2 Minuten.

In der ersten Verarbeitungsstufe wurden diese Datensätze zusammengefügt und auf eine gemeinsame Zeitbasis gebracht. Der resultierende Datenzyklus enthielt die CTD-Rohdaten sowie Informationen über die Zeit der Messung, die relativen und absoluten Positionen und die Tauchorientierung.

Die zweite Verarbeitungsstufe enthielt die Umwandlung der Rohdaten in physikalische Einheiten, die Bereinigung der Daten und die Berechnung abgeleiteter Größen wie Salzgehalt und Dichte sowie eine anschließende Reduzierung der Datenmenge. Die Umwandlung der Rohdaten in physikalische Einheiten erfolgte mit Hilfe von Kalibrierpolynomen, die vom Hersteller der Sonde mitgeliefert wurden. Unterschiedliche Reaktionszeiten der Thermometer und Leitfähigkeitszellen machten eine Zeitkonstantenkorrektur erforderlich. Während die Zeitkonstante des Thermometers vom Hersteller mit $\tau = 120$ ms angegeben wurde, ist das Antwortverhalten der Leitfähigkeitszelle im wesentlichen eine Funktion der Wasseraustauschrate im Inneren der Zelle und damit abhängig von der Geschwindigkeit, mit der der Fisch geschleppt wurde. Diese Unterschiede im Zeitverhalten der C- und T-Sensoren führten zu großen Ausreißern (Spikes) im

NOA 81

DATA PROCESSING FLOW DIAGRAM

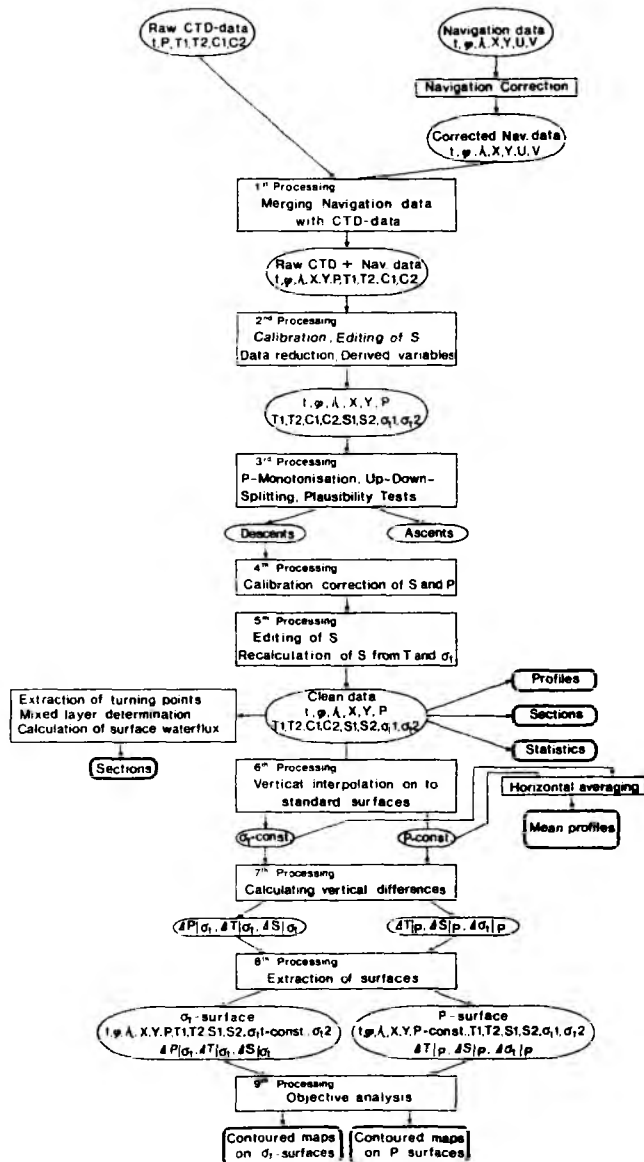


Abb. 4.1: Flußdiagramm der Verarbeitung von Schleppfischdaten aus der SEA-ROVER-Expedition (1981). Verarbeitungsprogramme sind durch Rechtecke gerahmt, aus den Verarbeitungsstufen resultierende Variable sind durch ovale Felder gekennzeichnet und graphische Standardprodukte mit dicken Linien umgeben.

Salzgehalt. Durch empirische Tests wurde eine Temperaturzeitkonstante bestimmt, bei der die Spikes im Salzgehalt weitgehend eliminiert wurden ($\tau = 85$ ms). Zusätzliche Filterung des Salzgehaltes mit einem Medianfilter (Sy, 1985) entfernte den größten Teil der restlichen Spikes, ohne die starken vertikalen Gradienten abzuschwächen. Anschließende Mittelwertbildung über je 5 Datenzyklen, entsprechend der Fensterbreite des Medianfilters, führte zu einer Reduzierung der Daten mit einer Vertikalauflösung von etwa 60 cm. Aus den gemittelten Temperaturen, Salzgehalts- und Druckwerten wurde für jedes Sensorpaar die Dichte berechnet und in den Datenzyklus eingefügt.

In der dritten Verarbeitungsstufe wurde eine Trennung des Datensatzes in aufwärts- beziehungsweise abwärtsgerichtete Schleppfischprofile vorgenommen. Zusätzlich wurden die Teile der Profile eliminiert, in denen der Fisch die generelle Tauchorientierung innerhalb eines Profils umkehrte (Abb. 3.1). Die Speicherung der Profile erfolgte für die jeweilige Tauchorientierung in getrennten Files. Die spätere Analyse der Daten wurde wegen der glatteren Bahn des Fisches mit den abwärtsgerichteten Profilen durchgeführt.

In der vierten Verarbeitungsstufe wurde eine Nachkalibrierung der Salzgehalte und der Druckwerte durchgeführt. Die regelmäßige Entnahme von Oberflächenwasserproben und exakte Bestimmung des Salzgehaltes dieser Proben mit Hilfe eines Guildline-Laborsalinometers erlaubten eine Nachkalibrierung der CTD-Salzgehalte. Der Vergleich zwischen Wasserproben-Salzgehalten und CTD-Salzgehalten führte zu einer linearen Korrektur, deren Parameter in einer Regressionsanalyse bestimmt wurden (Abb. 4.2). Die Ergebnisse dieser Salzgehaltsskorrektur wurden bei der Neuberechnung der Dichte berücksichtigt. Zusätzlich mußten die Druckwerte korrigiert werden, da sie eine temperaturabhängige Nullpunktverschiebung (Offset) aufwiesen. Der funktionale Zusammenhang zwischen den Temperaturen an den oberen Umkehrpunkten der Schleppfischbahn und deren Tiefe ist dem Diagramm 4.3 zu entnehmen.

Da die Bereinigungskriterien der zweiten Verarbeitungsstufe nicht für eine vollständige Eliminierung von Spikes gesorgt hatten und als Ergebnis davon kleinere Dichteinversionen erhalten blieben, wurde in diesem Stadium der Verarbeitung eine zusätzliche Editierungsstufe eingefügt. In Analogie zur Bereinigung der Salzgehaltswerte wurde in dieser Stufe die Dichte Mediangefiltert (über 5 Zyklen), und anschließend wurden aus Konsistenzgründen die Salzgehalte aus Dichte, Temperatur und Druck rückiteriert.

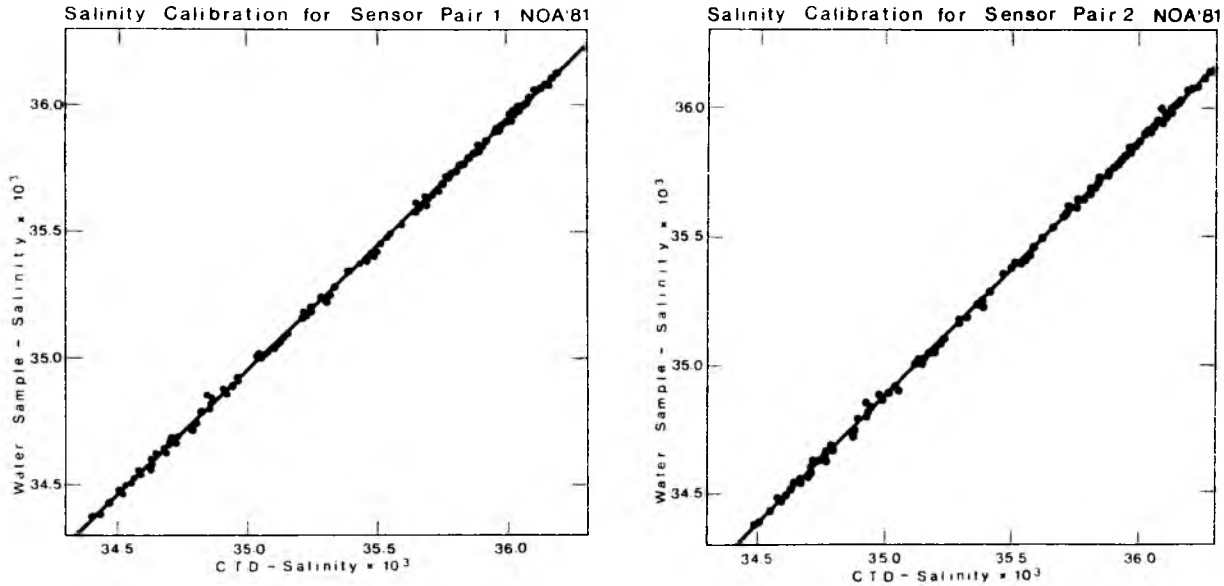


Abb. 4.2: Lineare Regression zwischen salinometrisch bestimmten Salzgehalten und CTD-Salzgehalten für die beiden Sensorpaare. Steigung und Offset der Regressionen wurden zur Nachkalibrierung der CTD-Salzgehalte benutzt.

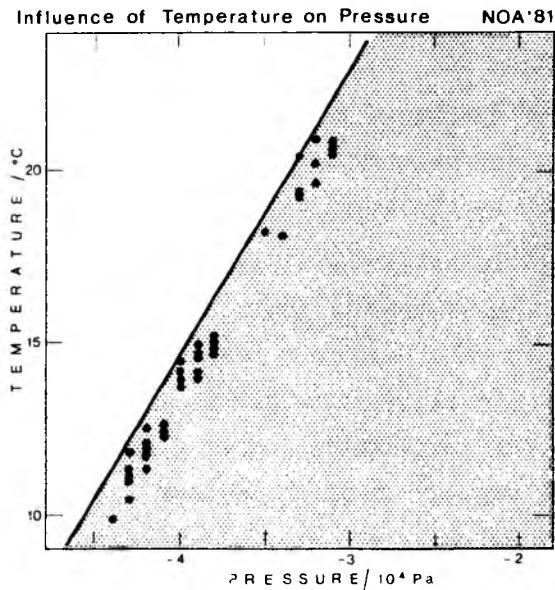


Abb. 4.3: Meeresoberflächentemperatur und Druckanzeige an Punkten, wo der Fisch die Oberfläche erreichte. Die Tangente wurde zur temperaturabhängigen Korrektur des Drucksignals benutzt. Der unschraffierte Bereich zeigt nicht vorkommende Druck-Temperatur-Kombinationen.

Die Interpolation der Daten auf Standard-Tiefen und Standard-Dichteflächen wurde in einer sechsten Verarbeitungsstufe vorgenommen. Als Tiefenintervall wurde 1 m gewählt, so daß die vertikale Auflösung in etwa beibehalten wurde; das Dichteintervall $\Delta\sigma_t$ betrug 0.025 kg m^{-3} . Das Ergebnis dieser Verarbeitungsstufe ergab einen bereinigten Datensatz, der als Basis für die wissenschaftliche Analyse der Daten diente.

Als Teil der Analyse wurde in der siebten Stufe aus den dichteorientierten Daten der vertikale Abstand zwischen Isopyknen berechnet und außerdem die Tiefe (P) der jeweiligen Isopykne relativ zu einer Referenzisopykne bestimmt. Für den Isopyknenabstand wurde ein Intervall von $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ gewählt, so daß als zusätzliche Variablen der Isopyknenabstand

$$DP_i = P(\sigma_{t_i} + 0.05 \text{ kg m}^{-3}) - P(\sigma_{t_i} - 0.05 \text{ kg m}^{-3})$$

sowie der Abstand jeder Isopykne zur Referenzfläche $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$

$$REPR_i = P(\sigma_{t_i}) - P(\sigma_{t_i} = 26.5 \text{ kg m}^{-3})$$

in den Datenzyklus eingefügt wurden.

Für die Analyse wurden die Daten zu Schnitten zusammengefaßt und auf horizontal gleiche Abstände von 400 m interpoliert. Der horizontale Abstand zwischen den Profilen entsprach etwa dem mittleren Profilabstand. Dieser Teil der Verarbeitung ist nicht mehr in dem Datenflußdiagramm dokumentiert.

Als Basis für die Analyse der Daten auf Dichte- bzw. Druckflächen dienten die Daten der siebten Verarbeitungsstufe. Die Interpolation der Daten auf ein gleichmäßiges Gitter wurde mittels objektiver Analyse durchgeführt (achte Verarbeitungsstufe). Das hier benutzte objektive Analyseverfahren wurde in Woods et al. (1981) ausführlich beschrieben. Dazu wurde zunächst die zweidimensionale Autokorrelationsfunktion (ACF) des zu interpolierenden Feldes berechnet und aus der geglätteten ACF eine Gewichtsfunktion abgeleitet.

Wegen der unterschiedlichen Korrelationsskalen der einzelnen Parameter mußte für jede Variable und jede Fläche diese Gewichtsfunktion separat berechnet werden, um eine wechselseitige Beeinflussung der Felder zu vermeiden.

IV.2 Fehlerbetrachtungen in den Daten und Folgeprodukten

Die quantitative Analyse der Daten erfordert eine detaillierte Untersuchung möglicher Fehlerquellen und der daraus resultierenden Absolutgenauigkeiten der Variablen. Deshalb soll im folgenden Abschnitt eine Fehleranalyse durchgeführt und, falls möglich, eine Korrektur der Daten vorgenommen werden.

Messungen physikalischer Größen sind generell fehlerbehaftet. Diese Fehler sind teilweise zufälliger Natur und ergeben sich aus technischen Beschränkungen des Meßsystems. Die wesentlichen Ursachen dieser Fehler liegen bei CTD-Messungen im begrenzten Auflösungsvermögen (Digitalisierungssprünge) sowie in dem elektronischen Rauschen der Sonden. Systematische Fehler resultieren in erster Linie aus Kalibrierungsungenauigkeiten und dem unterschiedlichen Responsverhalten der Sensoren auf schnell veränderliche Parameterfelder.

In der Beschreibung des SEA-ROVER-Systems (Kapitel II.2.3) wurden die technischen Daten der Meßsonde (CTD) bereits vorgestellt. Die in Tabelle II.1 angegebenen Absolutgenauigkeiten, modifiziert durch die Reduzierung des Digitalisierungsintervalls, sind als Maß für die Zufallsfehler anzusehen. Da diese Fehler klein gegen die systematischen Ungenauigkeiten sind, werden sie in der folgenden Fehlerbetrachtung vernachlässigt.

Sofern die systematischen Fehler auf Kalibrierungsungenauigkeiten zurückzuführen waren, ergab sich mit Hilfe von Referenzmessungen die Möglichkeit, diese Fehler zu reduzieren. Außerdem sollte eine Abschätzung der Kalibrierungsungenauigkeiten aus dem Vergleich der Sensorpaare, die unabhängige Meßwerte desselben Wasserkörpers lieferten, möglich sein.

Die zweite Quelle für systematische Fehler liegt im unterschiedlichen Responsverhalten der Thermometer und Leitfähigkeitszellen sowie in der unkorrigierten Temperaturabhängigkeit der Druckmessungen. Diese Fehler pflanzen sich in den abgeleiteten Größen Salzgehalt und Dichte fort.

Fehler in den Druckmessungen

Die vom Hersteller angegebene Temperaturabhängigkeit des Drucksensors betrug $0.1 \cdot 10^4$ Pa/K. Durch die große thermische Kapazität des Sensorgehäuses und den eingeschränkten Wärmeaustausch im Inneren des Fisches ließ sich der resultierende Fehler nur grob schätzen. Frühere Temperaturmessungen im Inneren des Fisches ergaben einen um einen Faktor 3 reduzierten Temperaturbereich, so daß aus den gemessenen vertikalen Temperaturänderungen ($\sim 5 - 8^\circ$ K) ein Fehler von $\sim 0.2 \cdot 10^4$ Pa resultiert. Um Hysteresis-Fehler zu vermeiden, beschränkte sich die Analyse auf abwärtsgerichtete Profile. Ein weiterer systematischer Fehler wird durch den dynamischen Druck erzeugt, der wegen der hohen Schleppgeschwindigkeiten von 5 m s^{-1} gemäß

$$p = 1/2 \rho u^2 \approx 1 \cdot 10^4 \text{ Pa}$$

zu einer konstanten Verschiebung zu höherem Druck führt. Hierin ist ρ die Dichte des Wassers und u die Schleppgeschwindigkeit.

Negative Druckwerte an der Meeresoberfläche zeigten, daß die Kalibrier-genauigkeit unzureichend war. Da der Fisch während der Messungen häufig die Meeresoberfläche durchbrach, war es möglich, diese Meßwerte als Referenz-niveau zu benutzen und die Druckmessungen entsprechend zu korrigieren.

Zur Korrektur wurde ein Streudiagramm der Druckwerte in Oberflächennähe als Funktion der Temperatur geplottet (Abb. 4.3). Die Tangente (durchgezogene Linie) stellt den funktionalen Zusammenhang zwischen Meeresoberflächen-temperatur und gemessenem Druck dar, mit dem die Daten anschließend korrigiert wurden. Unter Berücksichtigung der Sensoranordnung relativ zur Oberkante des Fisches konnte der Fehler an der Meeresoberfläche auf $0.2 \cdot 10^4$ Pa reduziert werden.

Fehler in den Temperaturmessungen

Im ersten Stadium der Verarbeitung wurde eine einfache Zeitkonstanten-korrektur der Temperaturmessungen durchgeführt. Labortests ergaben für die PT200-Thermometer eine Zeitkonstante $\tau \approx 120 \text{ ms}$, die mit den Herstellerangaben übereinstimmte. Besonders problematisch für die Ableitung von Salz-gehalt und Dichte ist das unterschiedliche dynamische Responsverhalten der Thermometer und Leitfähigkeitszellen. Deshalb wurde mit einen empirischen Verfahren diejenige Zeitkonstante bestimmt, bei der die Spikes im Salz-

gehalt minimale Amplituden aufweisen. Als beste Schätzung erwies sich $\tau = 85 \text{ ms}$ ($\sim 1.36 \Delta t$); mit diesem Wert wurden die Temperaturrohdaten gemäß

$$T = T_g + \tau \frac{\Delta T_g}{\Delta t}$$

korrigiert, wobei T_g die gemessene, T die korrigierte Temperatur und Δt das Zeitintervall zwischen den Datenzyklen war. Trotzdem war es nicht möglich, alle Salzgehaltsspikes zu eliminieren, was teilweise auf die Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung und die variable Tauchgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Der Salzgehalt wurde deshalb in einer zusätzlichen Stufe bereinigt.

Um einen Eindruck über die Qualität der Kalibrierung zu erhalten, wurden mittlere Differenzen zwischen den beiden Thermometern berechnet, die in Abb. 4.4 dargestellt wurden. Der Betrag der mittleren Abweichung lag bei 10 mK, wobei in der Tiefe größter vertikaler Gradienten und maximaler Tauchgeschwindigkeit eine Vorzeichenumkehr der mittleren Temperaturdifferenzen auftrat. Da die Abtastung der beiden Thermometer um 9 ms zeitverzögert ist, wird die Temperatur am Sensor T_2 bei abwärtsgerichteten Profilen niedriger sein als am Sensor T_1 . Mit den Parametern $\frac{\Delta T}{\Delta z}_{\max} \approx 0.5 \text{ K/m}$ und $W = 3 \text{ m s}^{-1}$ (maximale Tauchgeschwindigkeit) ergibt sich eine Temperaturdifferenz $\Delta T = T_1 - T_2 = + 15 \text{ mK}$. Dieser Wert stimmt bemerkenswert gut mit den Profilen überein und würde gleichzeitig das lokal begrenzte Auftreten der Vorzeichenumkehr in den Differenzen erklären. Abweichungen gleicher Größenordnung könnten durch Rollbewegungen des Fisches erzeugt werden. Mit den vom Hersteller angegebenen Absolutgenauigkeiten ($\pm 10 \text{ m K}$) und den beobachteten Differenzen sollte $\epsilon_T = \pm 20 \text{ m K}$ eine realistische Schätzung des Fehlerbereichs in den Temperaturmessungen darstellen.

Fehler in den Leitfähigkeitsmessungen

Die wesentlichen Fehlerquellen der Leitfähigkeitsmessungen bestanden aus Kalibrierungenauigkeiten und der variablen Durchflußgeschwindigkeit der Zelle. Im Gegensatz zum Batfish-Datensatz (Leach et al., 1985) gab es keine Hinweise auf verstopfte Zellen, was sicherlich auf den größeren Durchmesser der verwendeten Sensoren zurückzuführen war. Auf eine detaillierte Untersuchung der Fehler wurde verzichtet, da der Salzgehalt mit Hilfe von Referenzmessungen korrigiert wurde.

Mean Profiles of Sensor Difference

NOA '81

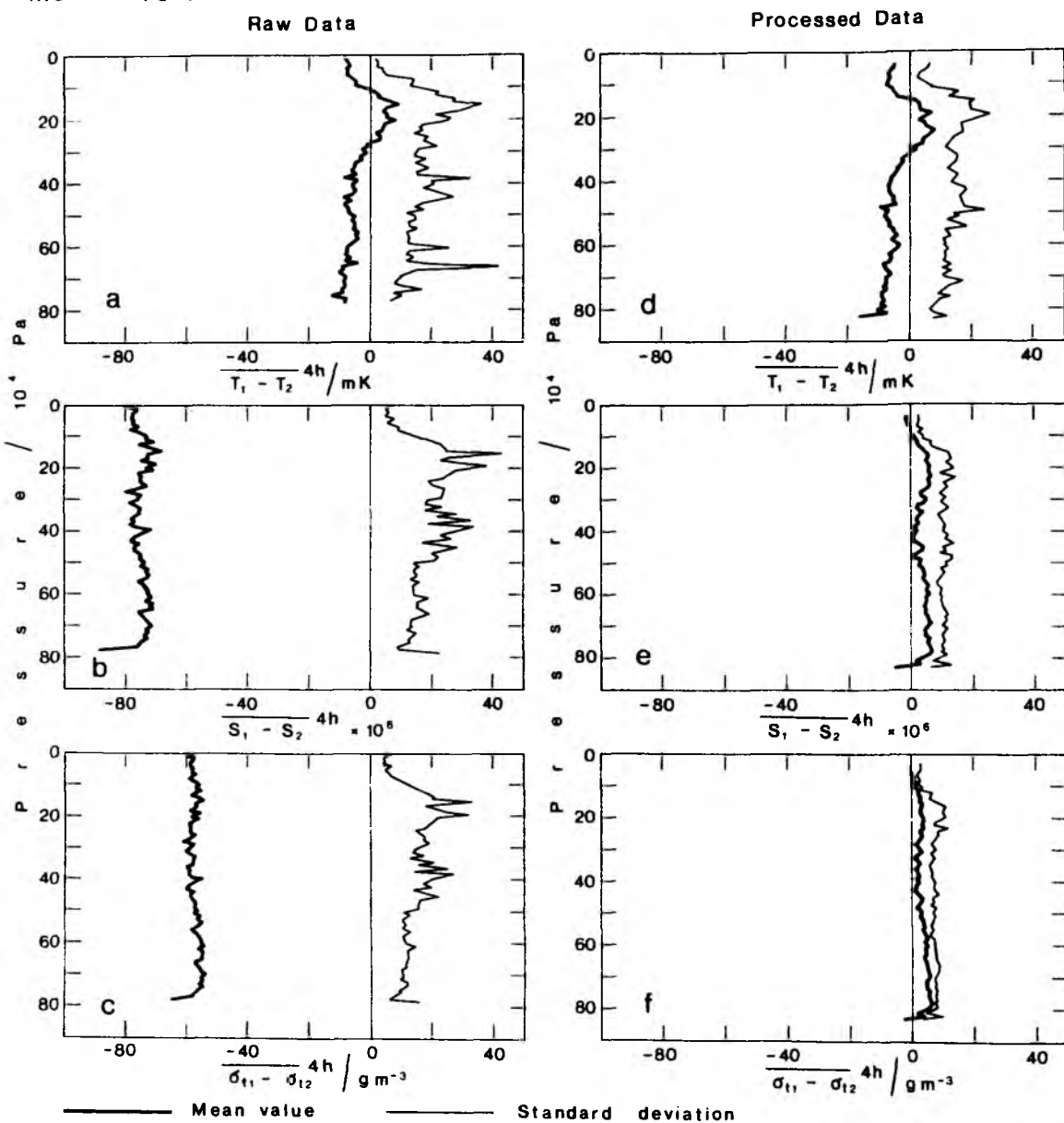


Abb. 4.4

Mittlere Differenzen und Standardabweichungen zwischen den Sensorpaaren (gemittelt über ein vierstündiges Intervall).

Rohdaten

nach Bereinigung

a) Temperatur

d) Temperatur

b) Salzgehalt

e) Salzgehalt

c) Dichte (σ_t)

f) Dichte (σ_t)

Fehler in den berechneten Salzgehalten

Zur Korrektur der berechneten Salzgehalte wurden stündlich Referenzproben an der Meeresoberfläche (4 m Tiefe) entnommen und deren Salzgehalt salinometrisch bestimmt. Für ausgewählte Gebiete mit geringer horizontaler Variabilität wurden die CTD-Salzgehalte den Salinometer-Werten über eine Regressionsanalyse angepaßt (Abb. 4.2). Mit der daraus resultierenden Transformationsgleichung konnten die CTD-Salzgehalte korrigiert werden, und das Residuum der Anpassung sollte ein Maß für die Absolutgenauigkeit des Salzgehalts sein ($\epsilon_S = 0.023 \cdot 10^{-3}$). Da diese Anpassung im wesentlichen mit Werten aus der Deckschicht vorgenommen wurden, einer Region, in der Zeitkonstantenprobleme keine Rolle spielen, wird sich ein zusätzlicher Fehler in der Sprungschicht ergeben. Unvollständige Eliminierung der Salzgehaltsspiques erforderte eine zusätzliche Editierungsstufe vor der Datenreduzierung. Um die scharfen Gradienten möglichst zu erhalten, wurde ein Median-Filterverfahren (Sy, 1985) benutzt, das die restlichen Siques weitestgehend entfernte.

Dieses Filterverfahren wurde in einer weiteren Editierungsstufe auf die berechnete Dichte angewendet, was aus Konsistenzgründen eine Reiteration der Salzgehalte erforderte. Der Vergleich der Salzgehalte beider Sensorpaare (Abb. 4.4) nach allen Verarbeitungsstufen ergab eine mittlere Differenz von $\overline{\Delta S} < 0.01 \cdot 10^{-3}$. Die Verringerung des ursprünglichen Unterschieds (Rohdaten) um einen Faktor 8 zeigt die erhebliche Verbesserung durch die Bereinigung. Der Vergleich der Salzgehaltsproben und der bereinigten CTD-Daten zeigte in weiten Bereichen Unterschiede von $\Delta S \pm 0.01 \cdot 10^{-3}$, lediglich in den Frontalzonen wurden Differenzen in der Größenordnung von $\Delta S = \pm 0.02 \cdot 10^{-3}$ beobachtet. In diesen Regionen war die Zuordnung der Proben zu den CTD-Werten wegen der hohen horizontalen Variabilität besonders problematisch.

Fehler in der berechneten Dichte

Über eine Fehlerfortpflanzungsrechnung ließ sich die Absolutgenauigkeit der Dichte berechnen:

$$\epsilon_{\sigma_t} = \frac{\partial \sigma_t}{\partial S} \epsilon_S + \frac{\partial \sigma_t}{\partial T} \epsilon_T,$$

wobei $\epsilon_S = 0.02 \cdot 10^{-3}$ der Fehler im Salzgehalt und $\epsilon_T = 0.02 \text{ K}$ der Fehler in der Temperatur war. Die Abschätzung des Dichtefehlers in Regionen mit

unterschiedlich starken Vertikalgradienten ergab, daß ϵ_{σ_t} kleiner als 0.010 kg m^{-3} war. In der gleichen Größenordnung lagen die mittleren Differenzen zwischen den Sensorpaaren (Abb. 4.4).

IV.2.1 Numerisches Experiment zur Fehlerabschätzung

Fehlerfortpflanzungsrechnungen, wie am Beispiel der Dichtefehler, lassen sich prinzipiell nur dann anwenden, wenn die einzelnen Bereinigungsstufen mit analytischen Verfahren durchgeführt werden. Bei nichtanalytischen Bereinigungsstufen (Median-Filter, Reiteration) können die Fehler in den abgeleiteten Variablen nur mit numerischen Verfahren geschätzt werden. Dies gilt besonders für diejenigen Variablen, für die keine Referenzmessungen vorliegen. Bauer et al. (1985) führten ein numerisches Experiment durch, aus dem die Fehler im Salzgehalt, in der Dichte sowie im Isopyknenabstand geschätzt werden konnten. In diesem Experiment wurde die variable Tauchgeschwindigkeit des Fisches berücksichtigt. Die Modellprofile durchliefen anschließend alle Verarbeitungs und Bereinigungsstufen, und die Differenzen der Endergebnisse zu den ursprünglichen Profilen wurden als Maß für die Fehler angesehen.

Nur in Bereichen, in denen der vertikale Temperaturgradient 0.25 K/m überschritt und die Tauchgeschwindigkeit gleichzeitig 2 m/s übertraf, lag der Fehler im Salzgehalt höher als $0.025 \cdot 10^{-3}$ (Abb. 4.5). Der Dichtefehler wurde analog geschätzt; nur an der Obergrenze der Sprungschicht (etwa 10 m) überstieg der Fehler 0.01 kg m^{-3} und erreichte maximal 0.05 kg m^{-3} .

Dieser Fehler beeinflusst zusätzlich den Abstand zwischen Isopyknen, die in der 7. Verarbeitungsstufe berechnet werden. In Abbildung 4.6 ist der relative Fehler des Isopyknenabstands (100 % entspricht dem wahren Isopyknenabstand) für variable und konstante Tauchgeschwindigkeit dargestellt. Unterhalb der Region stärkster Gradienten betrug der Fehler weniger als 5 % vom wahren Isopyknenabstand, und nur im oberen Bereich der Sprungschicht überschritt der Fehler 10 % bei gleichzeitig maximaler Tauchgeschwindigkeit.

Zusätzliche Fehlerquellen, die nicht direkt aus Meßungenauigkeiten oder der Datenverarbeitung resultierten, werden als Teil der Analyse beschrieben.

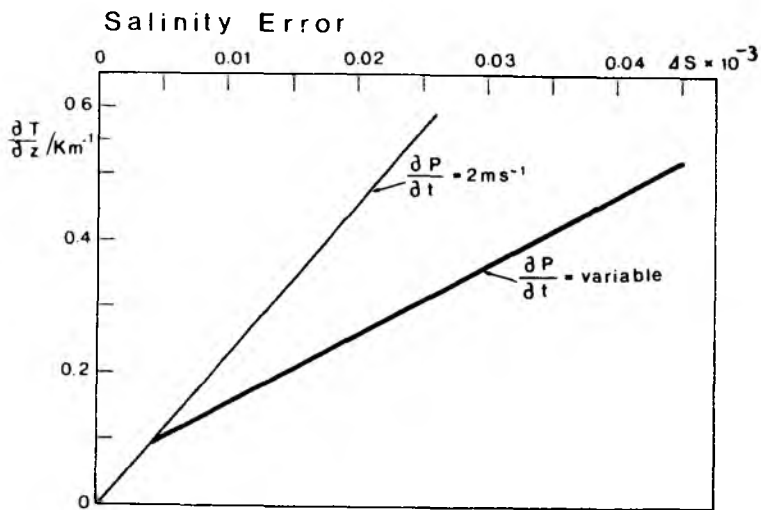


Abb. 4.5

Fehler im Salzgehalt als Funktion des vertikalen Temperaturgradienten und der Tauchgeschwindigkeit des Schleppfisches; aus einem numerischen Experiment.

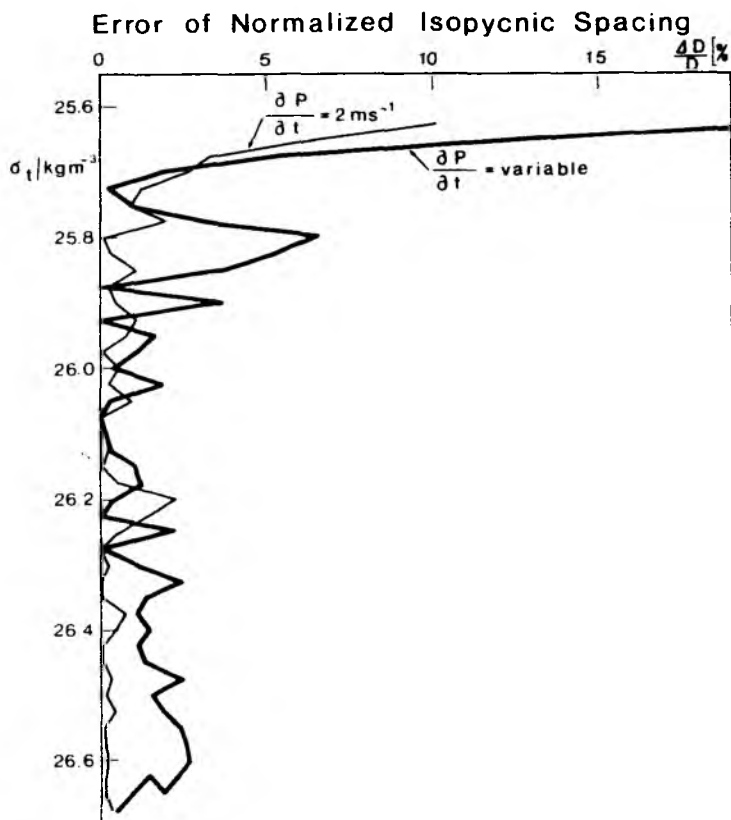


Abb. 4.6

Relativer Fehler des Isopyknenabstands; aus einem numerischen Experiment.

IV.2.2 Vertrauensbereiche in den objektiv analysierten Feldern

Die Bestimmung der Vertrauensgrenzen in den objektiv analysierten Feldern ist keine Fehleranalyse im Sinne von Meßungenauigkeiten oder unzulänglichen Kalibrierungen. Die Vertrauensgrenzen stellen vielmehr ein Kriterium dar, mit dem Bereiche mit unzureichender Datenüberdeckung von denen mit ausreichender Überdeckung getrennt werden können. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens findet man bei Bauer et al. (1985) und Leach (1986); deshalb soll hier nur ein Überblick über das Verfahren gegeben werden.

Der Skalar T (z.B. Temperaturverteilung auf Isopyknen) wurde gemäß

$$\hat{T}_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n w_k T_k \quad (\text{IV.1})$$

auf den jeweiligen Gitterpunkt (i,j) interpoliert. Dabei werden n Datenpunkte in der Umgebung des Gitterpunktes berücksichtigt. Der Einfluß des gemessenen Wertes T_k wird durch das Gewicht w_k bestimmt. Aus der Gewichtsfunktion w_k errechnet sich die gewichtete Anzahl von Beiträgen zum jeweiligen Gitterpunkt:

$$WNC = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n w_k \quad (\text{IV.2})$$

und der gewichtete "root-mean-square" Fehler:

$$(\text{WRMSE})^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [w_k (T - T_{ij})]^2. \quad (\text{IV.3})$$

Da die Gewichtsfunktion aus der Autokorrelationsfunktion hergeleitet wurde, tragen nur diejenigen Punkte signifikant zu WNC und WRMSE bei, die innerhalb der Korrelationsskalen um den Gitterpunkt liegen.

Bauer et al. (1985) argumentierten, daß $WNC = 1.0$ als Grenze zwischen zu geringer und ausreichender Datenüberdeckung angesehen werden könnte, da dieser Wert äquivalent zum Beitrag eines Datenpunktes am Gitterpunkt selbst ist. Abbildung 4.7 zeigt das WNC-Feld der Temperatur auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ und den Schiffskurs; obwohl die Gewichtsfunktion für jede Dichtefläche separat berechnet wurde, ist das WNC-Feld repräsentativ für alle isopyknischen Temperaturverteilungen, da die Korrelationsskalen sich auf den einzelnen Isopyknen nicht wesentlich voneinander unterschieden.

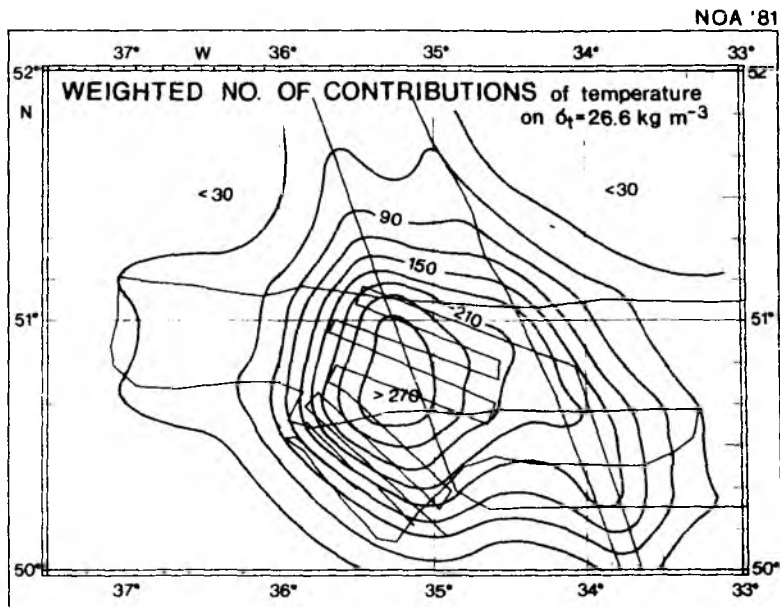


Abb. 4.7

Gewichtete Anzahl von Beiträgen der Temperatur auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ und Schiffskurs während der Frontvermessung.

Die gewichteten Vertrauensgrenzen wurden dann gemäß

$$WCL = t_v \cdot WRMSE / (WNC)^{1/2} \quad (IV.4)$$

berechnet. Hierin ist v die Anzahl der Freiheitsgrade $v = WNC - 1$. Die Vertrauensgrenzen (WCL) sind somit eine Funktion der gewichteten Beiträge, und als Kriterium für gute Datenüberdeckung wurde diejenige WNC-Isoplethe gewählt, deren Abstand vom Schiffskurs die halbe Korrelationslänge nicht überschritt; z.B.: $WNC = 30.0$ für die isopyknische Temperaturverteilung und $WNC = 10.0$ für den Isopyknenabstand.

IV.2.3 Synoptizität

In den Flächendarstellungen wurden die Felder als Momentaufnahme der synoptischskaligen Strukturen interpretiert. Eine Aussage über die Synoptizität der Vermessung würde die Kenntnis über Zeitskalen synoptisch- und mesoskaliger Bewegungsvorgänge in der Region bedingen. Aus Satellitenbeobachtungen im gleichen Zeitraum gelang es Viehoff (persönliche Mitteilung), ein wolkenfreies Bild der Oberflächentemperaturen aus mehreren Einzelbildern zusammenzusetzen. Dabei ergab sich in wolkenfreien Gebieten eine bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen Satellitenüberflügen, die an drei verschiedenen Tagen stattfanden. Dies deutet darauf hin, daß die SEA-ROVER-Vermessung der Front über den Zeitraum von 11 Tagen näherungsweise synoptisch war. Das unregelmäßige Vermessungsschema führte dazu, daß zwischen benachbarten Datenpunkten unterschiedliche zeitliche Abstände vorlagen. Um eine Schätzung der Synoptizität zu erhalten, wurde ein mittlerer Zeitunterschied zwischen Datenpunkten berechnet, die innerhalb eines vorgegebenen 'Einflußgebietes' lagen. Als Einflußgebiet wurde die Gewichtsfunktion des Strömungsfeldes benutzt, mit der die Zeitdifferenzen, entsprechend ihrem räumlichen Abstand zum Gitterpunkt, multipliziert werden. Daraus ergab sich ein mittlerer Zeitunterschied von $\overline{\Delta t} \sim 0.5$ Tage (Bauer et al., 1985). Der Vergleich mit dem Zeitintervall der Satellitenmessungen zeigt, daß die Mäanderstruktur in erster Näherung synoptisch vermessen wurde.

V OBERFLÄCHENSTRÖMUNGEN IM MESSGEBIET

Die Interpretation der thermohalinen Strukturen sowie die der aktiven Parameter, wie Baroklinität und isopyknische potentielle Vorticity, erfordert Kenntnisse über das Strömungsfeld in der Region. Eine detaillierte Beschreibung des Strömungsfeldes während des Experimentes findet man in Leach (1986) sowie Bauer et al. (1985). Deshalb soll an dieser Stelle eine kurze Zusammenfassung der Strömungsanalyse gegeben werden und nur die Parameter gezeigt werden, die für die spätere Analyse wichtig sind.

Aus den relativen Geschwindigkeiten (gemessen mit einem elektromagnetischen Zweikomponentenlog) sowie den Absolutpositionen aus der Satellitennavigation konnten mittlere Oberflächenströmungen zwischen aufeinanderfolgenden Satellitenfixpunkten berechnet werden. Aufgrund der unregelmäßigen Verteilung der Fixpunkte (der mittlere zeitliche Abstand lag bei etwa einer Stunde) waren die resultierenden Strömungsvektoren ebenfalls unregelmäßig verteilt und repräsentieren unterschiedliche Mittelungsintervalle. Insgesamt gab es 136 Strömungsvektoren (Abb. 5.1), deren Ensemble-Mittel eine mittlere Strömung von 0.08 m/s nach Ostnordost (72°) ergab. Die Rms-Geschwindigkeit betrug 0.3 m/s, mit maximalen Strömungsgeschwindigkeiten von mehr als 1 m/s.

Die unregelmäßig verteilten Strömungen wurden mit einem objektiven Interpolationsverfahren (Einzelheiten sind in Leach, 1986, beschrieben) auf ein 10-km-Gitter interpoliert. Die grundlegende Annahme der Analyse war, daß die Messungen eine synoptische Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes darstellten. Aus den Gitterpunktdaten wurde dann die relative Vorticity $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ berechnet (Abb. 5.2), wobei antizyklonale Vorticity in den schraffierten Bereichen gefunden wurde. Die Verteilung der relativen Vorticity zeigte eine Mäanderstruktur mit Bändern von abwechselnd zyklonaler und antizyklonaler Vorticity entlang der Flanke des Mäanders, wobei die relative Vorticity Werte erreichte, die in der Größenordnung der planetarischen Vorticity lagen. Lokale Rossby-Zahlen ($Ro = \zeta / f$) waren damit nicht mehr klein gegen eins, selbst die Rms-Vorticity betrug etwa 10 % von f ($Ro \approx 0.1$).

Die Integrationen des Vorticity-Feldes ergab die Oberflächen-Stromfunktion ψ (Abb. 5.3), die den divergenzfreien Anteil des Geschwindigkeitsfeldes repräsentiert. Als Randbedingungen wurden die Geschwindigkeitskomponenten u und v aus den Gitterpunktdaten entnommen. Die dominierende Struktur des ψ -

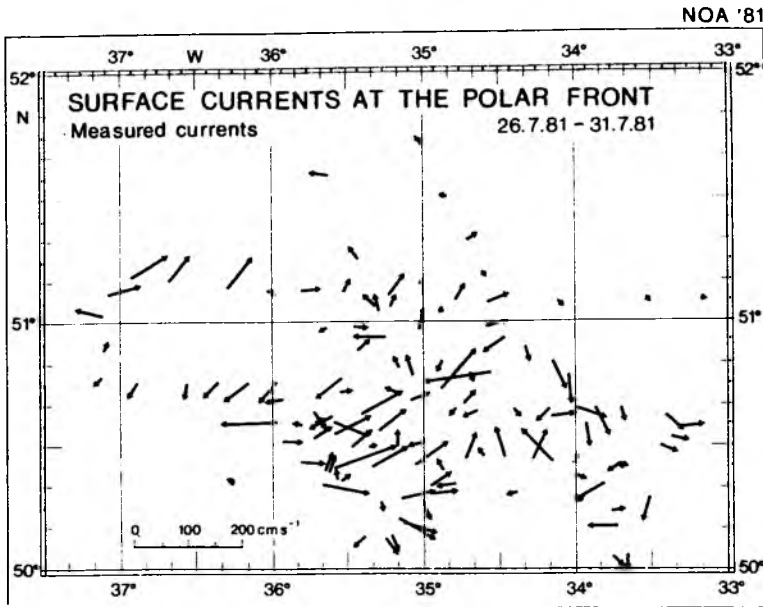


Abb. 5.1

Oberflächenströmungen an der Polarfront, abgeleitet aus absoluter Navigation (Satelliten-Fixpunkte) und relativer Navigation (elektromagnetisches Zweikomponentenlog) (Leach, 1986).

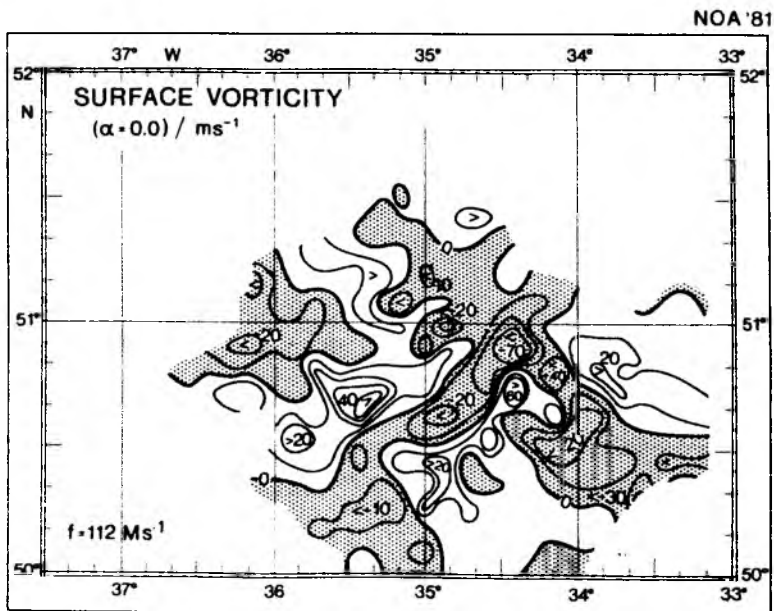


Abb. 5.2

Relative Vorticity, abgeleitet aus dem objektiv analysierten Strömungsfeld (Leach, 1986). Das Konturintervall beträgt 10 Ms⁻¹.

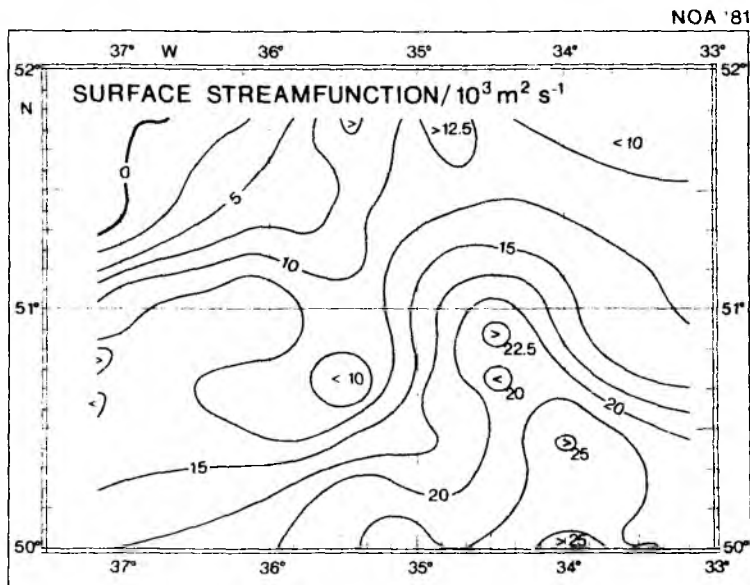


Abb. 5.3

Oberflächenstromfunktion an der Polarfront aus der Integration der relativen Vorticity (Leach, 1986). Das Konturintervall beträgt $2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$.

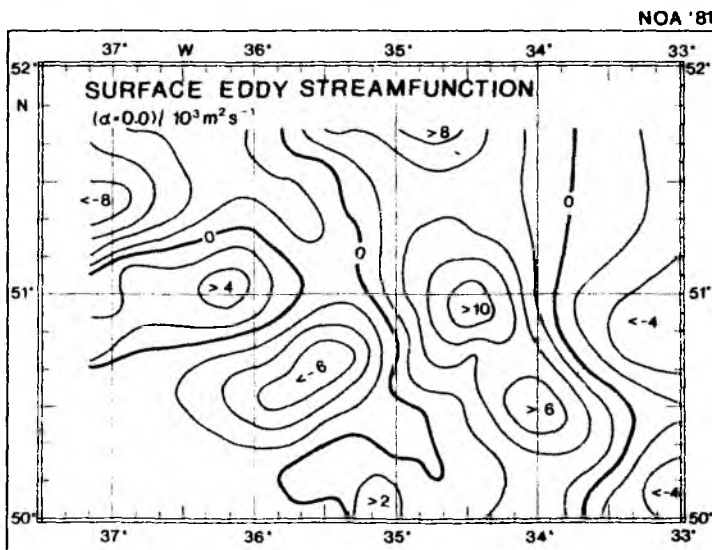


Abb. 5.4

Oberflächenstromfunktion des Wirbelfeldes an der Polarfront (Leach, pers. Mitteilung). Das Konturintervall beträgt $2 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$.

Feldes war ein Mäander mit etwa 200 km Wellenlänge und einer Amplitude von 100 km. Der südwärtige Mäanderbogen lag bei etwa $35^{\circ}30'$ W und der nordwärtige Bogen bei $34^{\circ}30'$ W. Charakteristisch für das aus der Stromfunktion abgeleitete geostrophische Geschwindigkeitsfeld war ein etwa 30 km breites mäandrierendes Stromband mit Maximalgeschwindigkeiten von 0.3 m/s im Zentrum des Jets. Der südwärtige Mäanderbogen wies dabei einen zyklonalen Rotationsinn auf, der nordwärtige antizyklonale Bewegung.

Um die in Abschnitt 1.2 beschriebene Konfluenzhypothese zu testen und die Regionen zu identifizieren, in denen das Geschwindigkeitsfeld verstärkend auf die großskaligen Gradienten wirken kann, wurde die Stromfunktion des Wirbelfeldes berechnet (Abb. 5.4). Dazu wurden zunächst die mittleren Geschwindigkeitskomponenten \bar{u} und \bar{v} von den Rohdaten subtrahiert, und danach das zuvor beschriebene Verfahren auf das Residualfeld der Geschwindigkeiten angewandt. Das Ergebnis zeigt ein Feld aneinandergrenzender zyklonal und antizyklonal umströmter Wirbel, deren Grenzen etwa durch die dick gezeichnete Stromlinie gekennzeichnet sind. Konfluenz tritt somit in mehreren Regionen auf, besonders aber in der Nähe von 35° W und $50^{\circ}50'$ N.

In den folgenden Abschnitten wird auf diese Felder häufig verwiesen, besonders zur Interpretation der synoptischskaligen Strukturen werden die hier vorgestellten Oberflächenströmungsdaten benutzt. Bei der Untersuchung der mesoskaligen Strukturen wird es erforderlich sein, auf die gemessenen Strömungen zurückzugreifen, da die hier vorgestellte Analyse einen stark glättenden Effekt auf das Geschwindigkeitsfeld hatte.

VI THERMOHALINE STRUKTUREN AN DER POLARFRONT

Bevor die dynamischen Parameter der Front diskutiert werden, sollen die thermohalinen Strukturen analysiert werden. Diese Größen sind leicht und zuverlässig meßbar und liefern viele Hinweise auf die Dynamik der Front. Die Ursachen, die zu den beobachteten thermohalinen Strukturen geführt haben, werden aber erst durch Einbeziehung der dynamischen Parameter erklärbar.

Isopyknische Analyse bildet die Grundlage für wesentliche Teile der Untersuchung. Diese Technik hat sich für die Untersuchung frontaler Strukturen bewährt (Minnett, 1978; Woods und Minnett, 1979; Leach et al., 1985), da sie eine Unterscheidung in dynamisch aktive und passive Parameter erlaubt. Zusätzlich ist die thermohaline Variabilität auf Isopyknen nicht durch Interne Wellen verunreinigt, und Wassermassengrenzen lassen sich anhand nur eines Parameters, z.B. Temperatur, definieren.

VI.1 Synoptischskalige Verteilungen von Temperatur und Salzgehalt auf Dichteflächen

Für diese Untersuchung wurden zwei Isopyknen ausgewählt ($\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ und 26.9 kg m^{-3}), die während des gesamten Vermessungszeitraums innerhalb der saisonalen Sprungschicht lagen und nahezu überall im Meßgebiet präsent waren. Die Untersuchung beschränkt sich auf den westlichen Bereich des Gebietes (westlich 33° W), da nur in diesem Teil eine ausreichende Datendichte vorhanden war.

Wegen der unregelmäßigen räumlichen Verteilung der Datenpunkte wurden die Daten auf ein 10 km Gitter interpoliert. Dadurch war es möglich, die Verteilungen mit einem Standardprogramm zu konturieren und Felder ursprünglich unterschiedlicher Auflösung zu vergleichen. Das Interpolationsverfahren (objektive Analyse) wurde von Leach et al. (1985) und Bauer et al. (1985) ausführlich beschrieben. Als Gewichtsfunktion für die Interpolation diente die geglättete zweidimensionale Autokorrelationsfunktion (ACF) des jeweiligen Parameterfeldes. Dabei wurde von statistischer Homogenität der Felder ausgegangen; mit anderen Worten: Es existiert eine einheitliche ACF für das gesamte Feld. Mögliche Anisotropien wurden durch dieses Verfahren berücksichtigt. Abb. 6.1 zeigt die Gewichtsfunktion der Temperatur auf

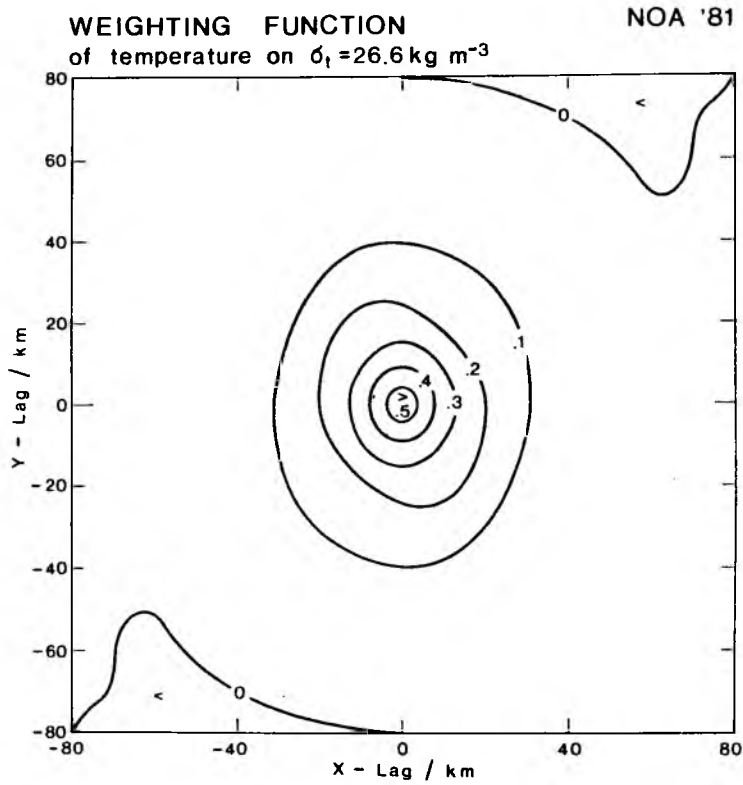


Abb. 6.1

Gewichtsfunktion der Temperatur auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$;
abgeleitet aus der zweidimensionalen Autokorrelationsfunktion.

$\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$, dabei sind die Werte der Isolinien ein Maß für den relativen Einfluß, den ein Datenpunkt wegen seiner Entfernung auf den zu berechnenden Gitterpunkt ausübt. Auffällig ist die asymmetrische Form der Gewichtsfunktion, die in x-Richtung innerhalb von 30 km auf 0.1 abfällt und in y-Richtung diesen Wert erst nach 40 km erreicht. Diese Struktur ist ein Ausdruck für die unterschiedlichen Korrelationsskalen in meridionaler und zonaler Richtung. Das Temperaturfeld auf dieser Isopykne ist somit im statistischen Sinne anisotrop. Die in Abbildung 6.1 dargestellte Gewichtsfunktion kann als repräsentativ für die isopyknischen Temperaturverteilungen der saisonalen Sprungschicht angesehen werden. Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen die Temperaturverteilungen auf den oben erwähnten Isopyknen; der Isolinienabstand ist in beiden Fällen 0.5 K. Auf die Darstellung der Salzgehaltsverteilung wurde an dieser Stelle verzichtet, da die Isothermen und Isohalinen auf Isopyknen den gleichen Verlauf zeigen müssen.

Die generelle Struktur der Felder ist auf allen Flächen ähnlich. Ein Gebiet anomal kalten Wassers erstreckt sich südwärts zwischen dem 35. und 36. Längengrad bis etwa 50° N. Der südliche Kaltwasserbereich mit geschlossenen Isothermen ist durch einen Temperaturrücken bei 51° N vom nördlichen Teil abgetrennt. Östlich liegt ein Bereich warmen Wassers, dessen nördliche Grenze bei 51°30' N zu finden ist. Im Osten wird dieses Warmwassergebiet durch einen weiteren Kaltwasserbereich begrenzt. Der Isothermenverlauf zeigt also eine mäandrierende Struktur mit einer Nord-Süd-Auslenkung von etwa 100 km und einer geschätzten zonalen Wellenlänge von ungefähr 200 km. Die Flanken dieser Mäander zeichnen sich durch schmale Bänder mit starken horizontalen Temperaturgradienten (Thermoklinität) aus. Diese Gradientenzonen werden als mesoskalige Thermalfronten bezeichnet. Im Extremfall (bei 35°15' W und 50°40' N) erreicht die Thermoklinität 0.05 K/km auf der oberen Isopykne und 0.08 K/km auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$. Diese Werte sind sicherlich eine Unterschätzung der wahren Thermoklinität, die durch den glättenden Effekt der objektiven Analyse abgeschwächt wurde. Auffällig ist der wesentlich größere Temperaturkontrast zwischen warmem und kaltem Wasser auf der tiefer liegenden Isopykne (siehe auch Tabelle VI.1).

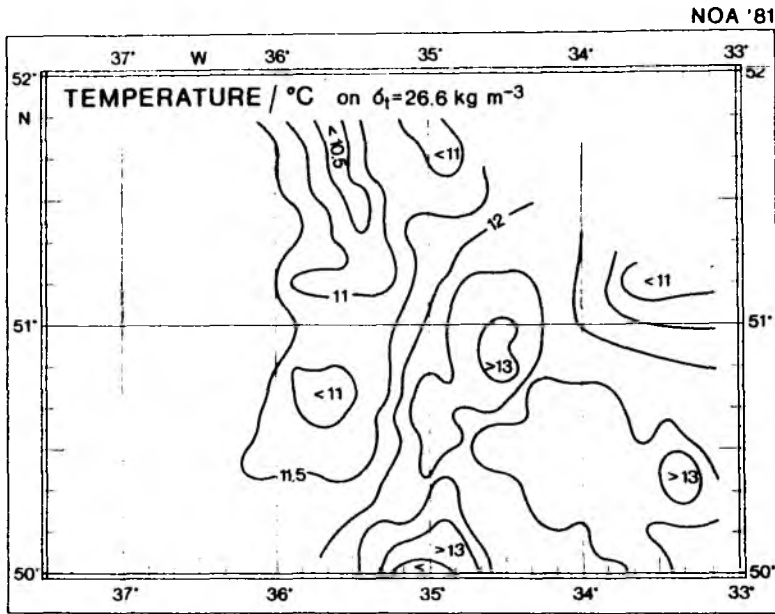


Abb. 6.2

Temperatur auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$; das Konturintervall ist 0.5 K; die Gitterdimensionen sind 10 km • 10 km. Bereiche, in denen die gewichtete Anzahl von Beiträgen kleiner als 30 ist, sind ausgeblendet.

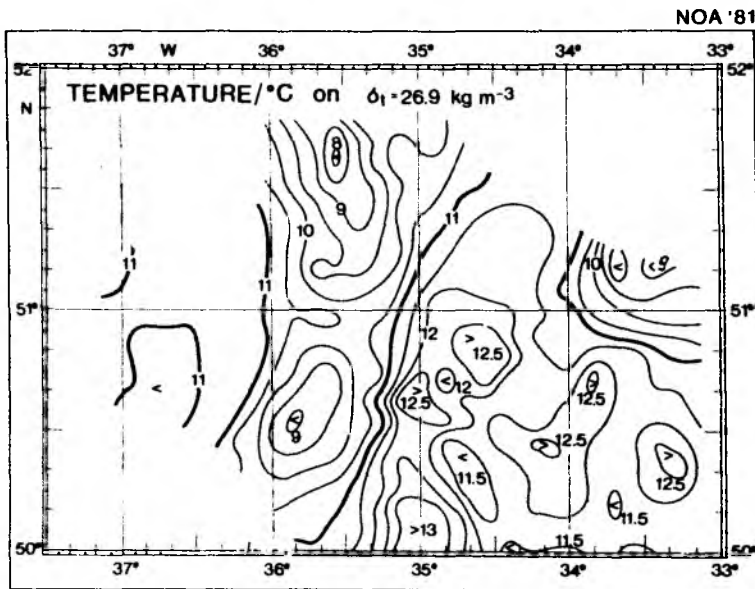


Abb. 6.3

Temperatur auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$; das Konturintervall ist 0.5 K; die Gitterdimensionen sind 10 km • 10 km. Bereiche, in denen die gewichtete Anzahl von Beiträgen kleiner als 30 ist, sind ausgeblendet.

Tabelle VI.1: Statistische Parameter von Temperatur und Salzgehalt auf Isopyknen.

Isopykne (mittl.Tiefe)	Variable	Mittel- wert	Mini- mum	Maxi- mum	Varianz	Stand. abw.	Anzahl d. Datenp.
26.3 kg m ⁻³ (29.7 m)	T	13.12	11.13	15.47	0.99	0.99	4938
	S	34.92	34.42	35.56	0.07	0.26	4938
26.6 kg m ⁻³ (38.7 m)	T	12.00	9.90	14.78	1.29	1.13	5326
	S	35.02	34.53	35.75	0.08	0.28	5326
26.9 kg m ⁻³ (57.0 m)	T	10.88	8.08	13.14	1.42	1.19	5147
	S	35.14	34.54	35.69	0.07	0.27	5147

T = Temperatur (°C); S = Salzgehalt (S·10³)

Die statistischen Parameter wurden dabei jeweils aus den gesamten verfügbaren Daten innerhalb des Meßgebietes auf einer Isopykne berechnet. Zusätzlich zu den beiden vorgestellten Dichteflächen wurde die Isopykne $\sigma_t = 26.3 \text{ kg m}^{-3}$ berücksichtigt, die den obersten Bereich der saisonalen Sprungschicht repräsentiert. Sowohl Temperatur als auch Salzgehalt haben einen stabilisierenden Effekt auf die Dichteschichtung, der sich in einer Temperaturabnahme und einer Salzgehaltszunahme mit wachsender Dichte (Tiefe) ausdrückt. Die Temperaturspanne wächst von 4.34 K auf der obersten Isopykne über 4.88 K auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ bis 5.06 K auf der tiefsten Isopykne. Dagegen ist im Salzgehalt keine kontinuierliche Zunahme der Variabilität mit der Tiefe zu beobachten; der größte Salzgehaltsbereich tritt hier auf der Dichtefläche $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ auf ($\Delta S = 1.22 \cdot 10^{-3}$), während die Salzgehaltsunterschiede auf den beiden anderen Flächen $1.14 \cdot 10^{-3}$ ($\sigma_t = 26.3 \text{ kg m}^{-3}$) und $1.15 \cdot 10^{-3}$ ($\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$) betragen.

Histogramme der isopyknischen Temperatur- und Salzgehaltsverteilung geben einen Überblick über die dominierenden Wassermassen im Frontgebiet (Abb. 6.4 und 6.5). Die Berechnung der Histogramme erfolgte für alle Datenpunkte der entsprechenden Isopykne (siehe Tabelle VI.1); die Klasseneinteilung beträgt 0.2 K für Temperatur und $0.05 \cdot 10^{-3}$ für Salzgehalt; die Höhe der Säulen gibt die Häufigkeit in den einzelnen Klassen relativ zur gesamten Datenmenge an. Auf allen drei Dichteflächen weisen die Histogramme eine bimodale Struktur auf, deren Häufungspunkte die beiden dominierenden Wassermassen im Frontgebiet repräsentieren. In Zukunft wird die kalte salzarme Wassermasse als "Modifiziertes Nordatlantikwasser" (MNAW) und das wärmere salzreichere

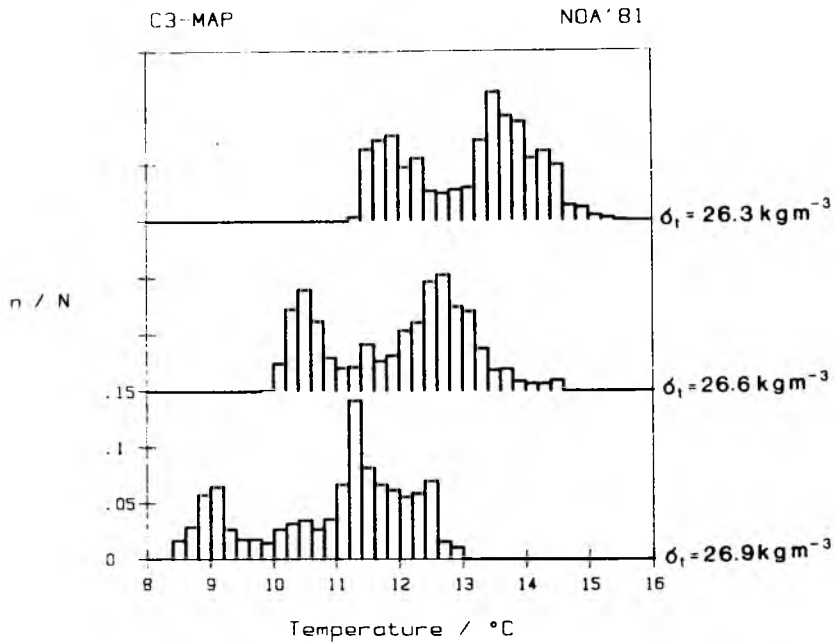


Abb. 6.4

Histogramme der isopyknischen Temperaturverteilung im Frontgebiet. Die Fensterbreite beträgt 0.2 K. Die Anzahl der Datenpunkte in den einzelnen Fenstern (n) wurde durch die Gesamtzahl (N) auf der entsprechenden Isopykne normiert.

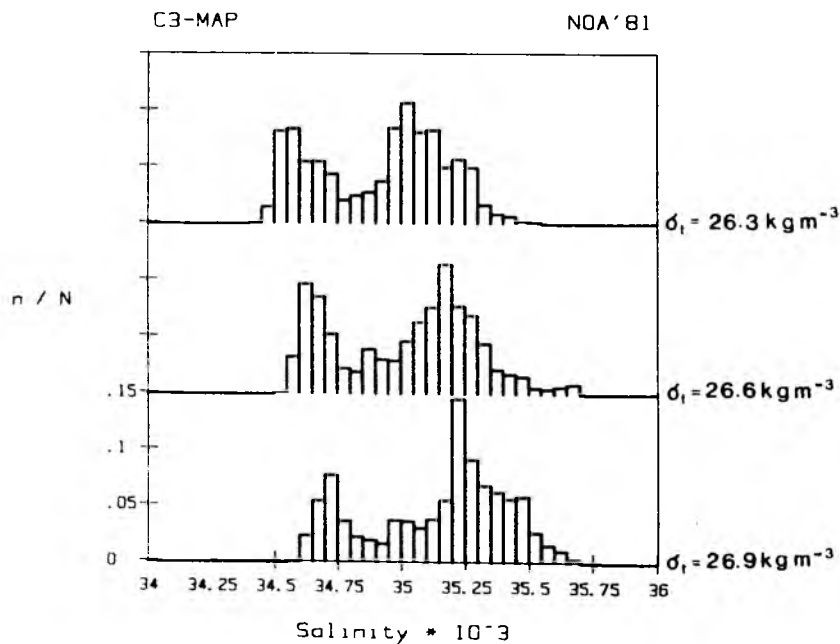


Abb. 6.5

Histogramme der isopyknischen Salzgehaltsverteilung im Frontgebiet. Die Fensterbreite beträgt $0.05 \cdot 10^{-3}$. Die Anzahl der Datenpunkte in den einzelnen Fenstern (n) wurde durch die Gesamtzahl (N) auf der entsprechenden Isopykne normiert.

Wasser als "Nordatlantisches Zentralwasser" (NACW) bezeichnet (siehe Abb. 3.5). Aus den Histogrammen ist außerdem die größere Datenhäufigkeit im Bereich des NACW zu ersehen. Deshalb tendieren die Mittelwerte in Tabelle VI.1 zu höheren Temperaturen/Salzgehalten und sollten nicht als Grenzwerte zwischen den Wassermassen interpretiert werden. Zur Charakterisierung der Wassermassen wird eine Zuordnung derjenigen Temperaturen und Salzgehalte vorgenommen, die innerhalb der beiden Bevölkerungen die größte Häufigkeit aufweisen (Tabelle VI.2).

Tabelle VI.2

Isopykne [σ_t]	MNAW		NACW		ΔT [K]	$\Delta S \cdot 10^3$
	T [°C]	S $\cdot 10^3$	T [°C]	S $\cdot 10^3$		
26.3 kg m ⁻³	11.8	34.55	13.4	35.00	1.6	0.45
26.6 kg m ⁻³	10.4	34.65	12.6	35.15	2.2	0.50
26.9 kg m ⁻³	9.0	34.70	11.2	35.20	2.2	0.50

Für den gesamten vom Schleppfisch erfaßten Bereich der saisonalen Sprungschicht ist das MNAW durch Salzgehalte unterhalb $34.8 \cdot 10^{-3}$ und das NACW durch Salzgehalte oberhalb dieser Grenze charakterisiert. Eine derartige Unterscheidung ist für die Temperatur nicht möglich, da vertikaler und horizontaler Temperaturbereich überlappen.

Die Frage nach der Synoptizität unserer Messungen wurde bereits in Kapitel IV diskutiert. Der Vergleich unserer Schleppfischmessungen mit der in Abbildung 6.6 dargestellten Meeresoberflächentemperatur (Viehoff, pers. Mitteilung) zeigt gute Übereinstimmung in den Mäanderskalen und in der Lage der Gradientenzonen. Der Zeitpunkt (30.7.81), an dem dieses Satellitenbild aufgenommen wurde, lag innerhalb der Meßphase im hochaufgelösten Gebiet. Die höhere Auflösung ($\Delta x = \Delta y = 3.6$ km) enthüllt eine Reihe scharfer mesoskaliger Thermalfronten, die in der isopyknischen Darstellung ($\Delta x = \Delta y = 10$ km) stark geglättet erscheinen. Besonders auffällig ist die Doppelstruktur entlang der Flanke des synoptischskaligen Mäanders zwischen 35 °W und 36 °W. Anzeichen für das Aufspulen schmaler Temperaturbänder erkennt man am südlichen Ende des kalten Mäanderbogens bei 36 °W und 50°30' N.

NOAA 7 AVHRR SEA SURFACE TEMPERATURE on 30.7.81

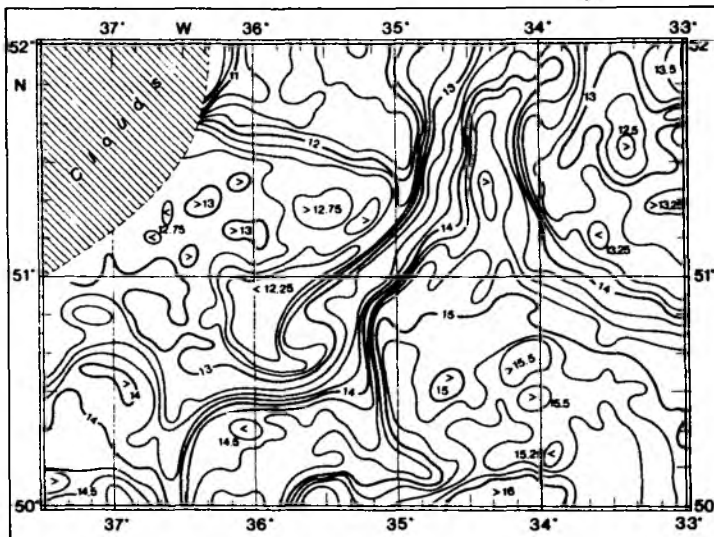


Abb. 6.6

Meeresoberflächentemperatur am 30.7.1981 aus Satellitenmessungen
im Frontgebiet (Viehoff, pers. Mitteilung).

Das Konturintervall beträgt 0.25 K.

VI.2 Thermohaline Strukturen in den Schnitten C311 und C312

Die Endpunkte der Schnitte C311 und C312, der nominelle Schiffskurs auf den Schnitten und der Vermessungszeitraum sind in Tabelle VI.3 zusammengefaßt.

Tabelle VI.3

Schnitt	Startpunkt		Endpunkt		nomineller Kurs
	Tag/GMT	Position	Tag/GMT	Position	
C311	215/0436	35°44.10'W 50°43.34'N	215/0914	35°00.09'W 50°14.57'N	135°
C312	215/1002	34°53.39'W 50°19.26'N	215/1500	35°39.45'W 50°45.25'N	315°

Aus den Flächendarstellungen der Temperatur (Abb. 6.2 - 6.3) sowie den Schiffskursen (Abb. 3.3) erkennt man die Lage der Schnitte im hochauflösten Gebiet relativ zu den synoptischskaligen Strukturen.

Schnitt C311

Der Schnitt C311 war der südlichste Schnitt, an dem diese Strukturen gezeigt werden sollen. Als Vertikalkoordinate der Schnitte wurde die Dichte gewählt, und die horizontale Auflösung (Profilabstand) wird durch die Markierungen am oberen Rand der Abbildungen angegeben. Entsprechend den Oberflächenströmungen (Abb. 5.1) war dies gleichzeitig der am weitesten stromaufgelegene Schnitt.

Die Westseite des Schnittes (Abb. 6.7), die im zyklonalen Trog des Mäanders lag, zeigt nur geringe horizontale Variabilität der Temperatur. Die Dichteschichtung dieses Bereiches ist überwiegend thermisch bestimmt, wie der vergleichbar geringe vertikale Salzgehaltsgradient verdeutlicht (Abb. 6.9). Eingelagert in den kalten Bereich ist ein Band mit wärmerem und salzreicherem Wasser bei Kilometer 28, dessen horizontale Ausdehnung nach unten abnimmt, bei gleichzeitiger Verschärfung der Gradienten. Der kälteste Bereich dieses Schnittes liegt zwischen dem warmen Band und dem Übergang (Thermoklinitätsmaximum) zum warmen antizyklonalen Rücken des Mäanders. Der eigentliche Übergangsbereich zwischen dem kalten salzarmen Wasser auf der Westseite und dem um 2 K bis 3 K wärmeren Wasser auf der Ostseite des Schnittes ist nur etwa 7 km breit. Im warmen salzreichen Sektor östlich

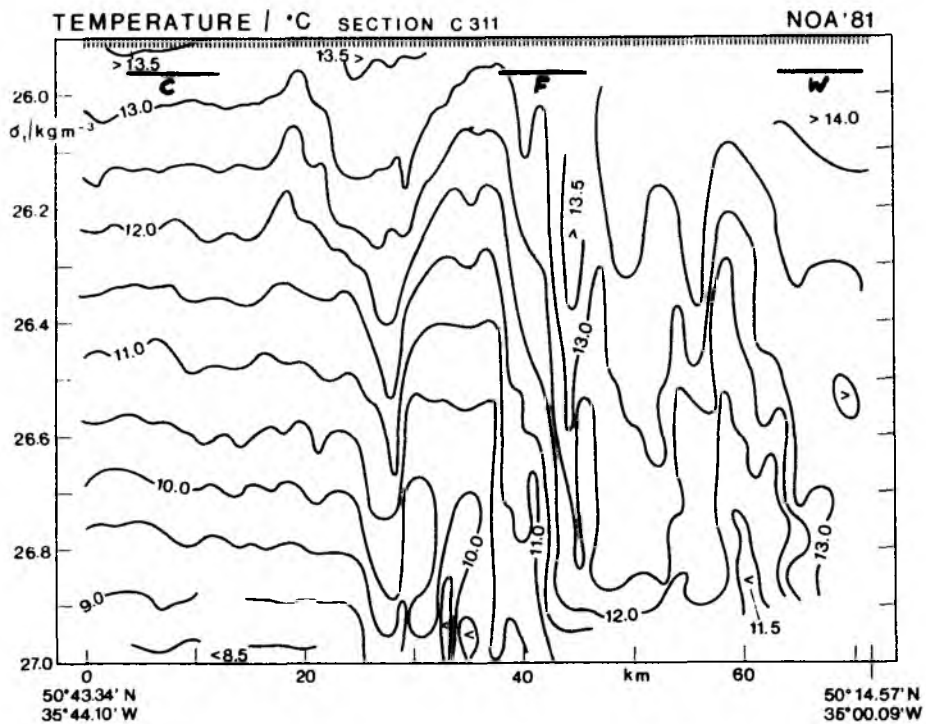


Abb. 6.7

Isopyknischer Temperaturschnitt (C311) durch eine mesoskalige Front. Das Konturintervall beträgt 0.5 K. Die Markierungen am oberen Rand der Abbildung geben den Profilstand an.

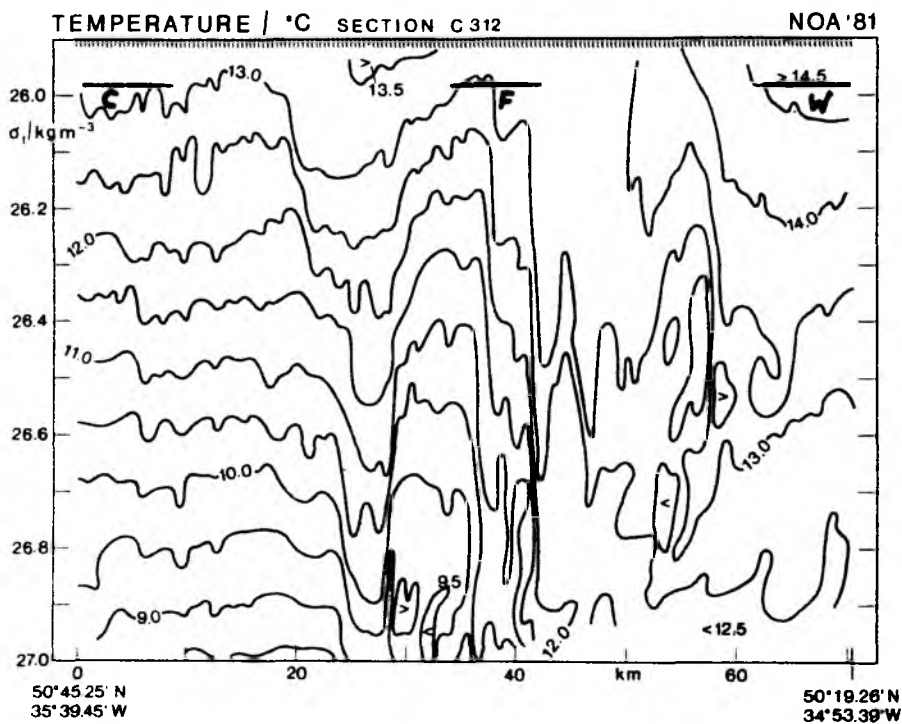


Abb. 6.8

Isopyknischer Temperaturschnitt (C312) durch eine mesoskalige Front. Das Konturintervall beträgt 0.5 K. Die Markierungen am oberen Rand der Abbildung geben den Profilstand an.

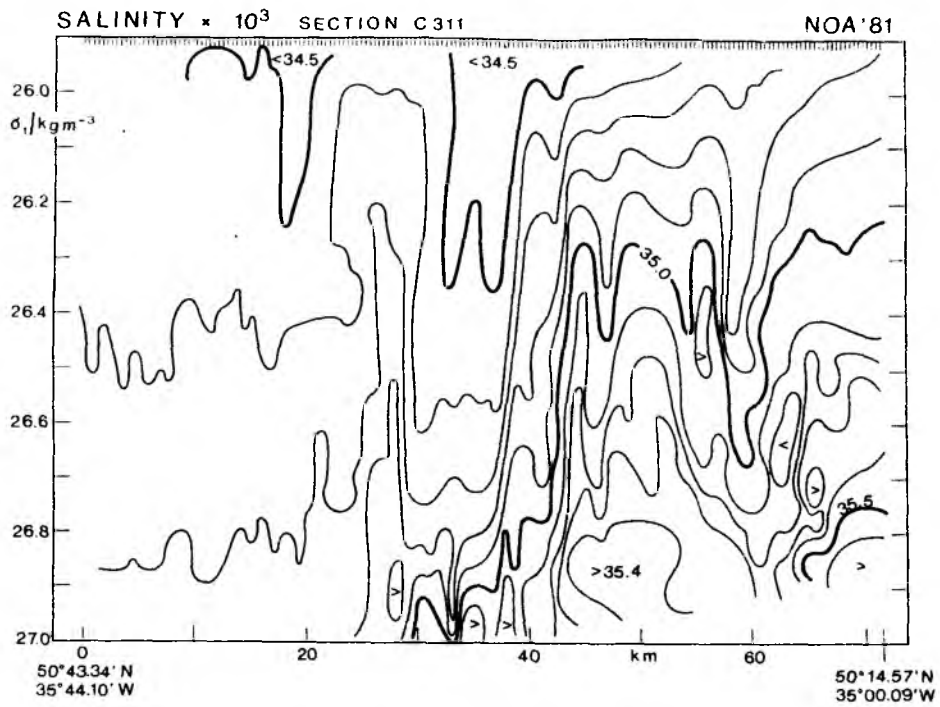


Abb. 6.9

Isopyknischer Salzgehaltsschnitt (C311) durch eine mesoskalige Front. Das Konturintervall beträgt $0.1 \cdot 10^{-3}$. Die Markierungen am oberen Rand der Abbildung geben den Profilstand an.

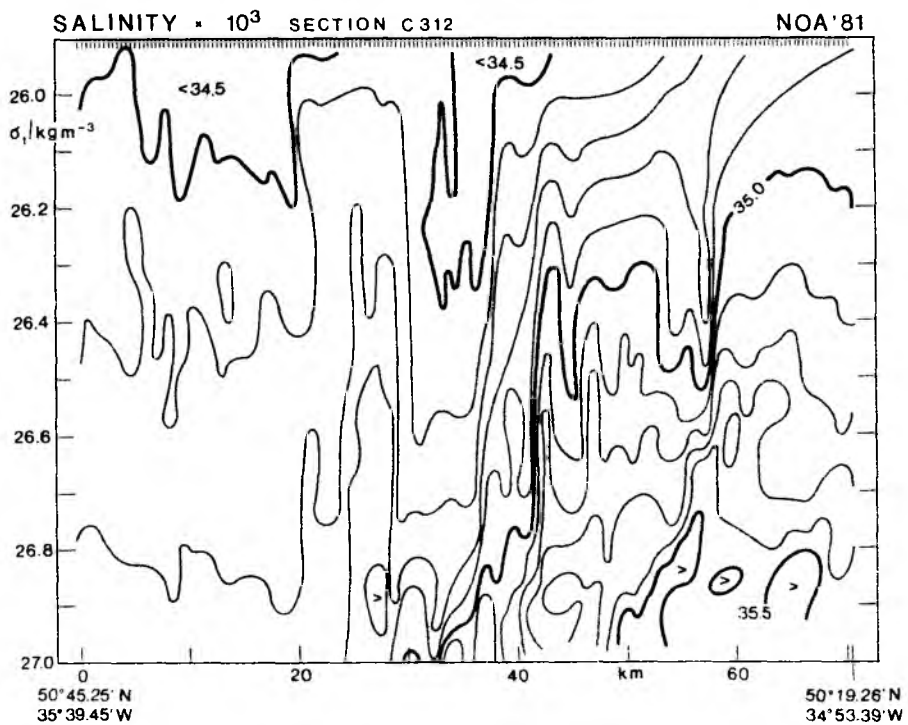


Abb. 6.10

Isopyknischer Salzgehaltsschnitt (C312) durch eine mesoskalige Front. Das Konturintervall beträgt $0.1 \cdot 10^{-3}$. Die Markierungen am oberen Rand der Abbildung geben den Profilstand an.

des Thermoklinitätsmaximums ist die vertikale (mit wachsender Dichte) Temperaturschichtung deutlich schwächer ausgeprägt als auf der kalten Seite. Gleichzeitig nimmt der haline Einfluß auf das Dichteprofil zu. Bei Kilometer 60 ist in den warmen Bereich ein kaltes Band eingelagert, dessen horizontale Ausdehnung nach unten zunimmt.

Schnitt C312

Parallel zum Schnitt C311 wurde C312 mit einem nominellen Horizontalabstand von 5 Seemeilen (Absolutkoordinaten) abgefahren. Beide Schnitte wurden mit derselben Orientierung gezeichnet. Auf diesem Schnitt (Abb. 6.8 und 6.10) werden Strukturen beobachtet, die denen des Schnittes C311 sehr ähnlich sind. Insbesondere gilt das für die Lage des Thermoklinitätsmaximums und der thermohalin anomalen Nebenbänder. Es gibt allerdings eine bemerkenswerte Abweichung, die das kalte Nebenband im warmen Bereich betrifft. Während im Schnitt C311 dieses Band den gesamten Dichtebereich durchsetzt, konzentriert sich die Anomalie im Schnitt C312 auf den Bereich oberhalb $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$. Diese Struktur wird noch deutlicher in der Ausschnittvergrößerung (Abb. 6.12), auf die später noch ausführlicher eingegangen wird.

Die Strömungsmessungen (Abb. 5.1) zeigten, daß die Abfolge der Schnitte in Richtung der dominierenden Strömung lag, also Schnitt C312 stromab von C311. Die Lage der Schnitte relativ zueinander wird aus Abbildung 6.11 ersichtlich, wobei die Positionen relativ zum Strömungsfeld an der Meeresoberfläche dargestellt sind. Es wird deutlich, daß das Wasser im westlichen Teil der Schnitte im Zeitraum von etwa 5 - 10 h so weit nach Nordosten transportiert wurde, daß der Schnitt C312 durch dasselbe Wasser gelegt wurde. Der größte relative Abstand zwischen den Schnitten lag nach dem Wendepunkt des Schiffskurses im Osten. Dieser Teil des Schnittes ist in der Ausschnittvergrößerung (Abb. 6.12) dargestellt. Zur Verdeutlichung der Feinstruktur wurden einige Isothermenbereiche durch unterschiedliche Schraffur herausgehoben. Der Übergang vom kalten/salzarmen zum warmen/salzreichen Wasser erfolgt in zwei Stufen mit starken isopyknischen Temperaturgradienten. Zwischen diesen Gradientenzonen liegt ein ungefähr 5 km breites Plateau mit schwächeren Gradienten. Dieser treppenförmige Verlauf der Isothermen ist in den oberen Schichten nur schwach ausgeprägt und nimmt nach unten zu.

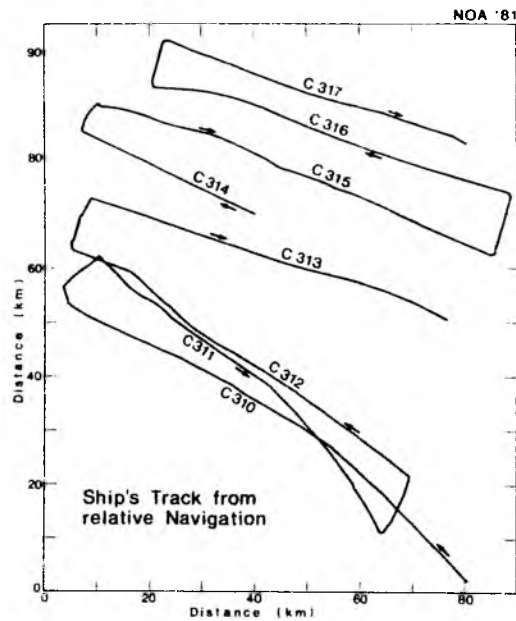


Abb. 6.11

Schiffskurs im hochaufgelösten Vermessungsgebiet relativ zur Oberflächenströmung. Die Pfeile geben die Schiffsrichtung auf den Schnitten an.

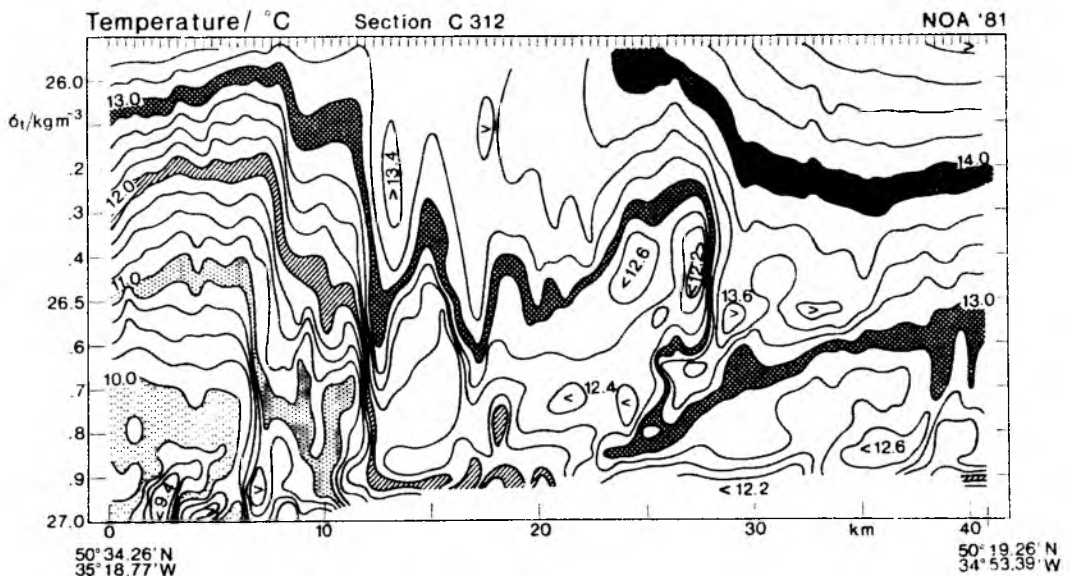


Abb. 6.12

Isopyknischer Temperaturschnitt (Ostseite des Schnittes C312) mit kalter Zunge und Temperaturintrusionen. Isothermenbereiche $\Delta T = 0.2 \text{ K}$ wurden durch unterschiedliche Schraffur hervorgehoben. Die Markierungen am oberen Rand der Abbildung geben den Profilabstand an.

Geschlossene Isothermen zwischen 25 km und 30 km kennzeichnen das bereits erwähnte anomal kalte Band, das im Osten durch eine Zone extremer Thermoklinität begrenzt wird. An der unteren Grenze dieser Zunge hat sich eine Temperaturinversion gebildet, deren Verlauf durch den schraffierten Isothermenbereich zwischen 12.8 °C und 13 °C angedeutet ist. Somit liegt relativ warmes salzreiches Wasser unter kaltem salzarmen Wasser. Die horizontale Ausdehnung der Inversion liegt bei ~6 km, wobei die Achse der Inversion gegen die Isopyknen geneigt ist. Aus dem mittleren Profil der statischen Stabilität konnte die Vertikalskala dieser Inversion geschätzt werden; sie beträgt etwa 10 m. Dieser Teil der Untersuchung wurde bereits veröffentlicht (Woods et al., 1986).

VI.3 Mittlere Profile und Standardabweichungen

Die isopyknischen Analyse eliminiert den Einfluß interner Wellen aus den thermohalinen Strukturen in den Flächendarstellungen und den Schnitten. Entsprechend gibt die Standardabweichung von Profilen, die entlang von Dichteflächen gemittelt wurden, die frontenerzeugte Variabilität wieder. Dagegen enthält die Standardabweichung von Profilen, die auf konstantem Druckniveau gemittelt wurden, sowohl frontenerzeugte als auch von internen Wellen erzeugte Variabilität. Wie im vorherigen Abschnitt wurden die Schnitte C311 und C312 zur Berechnung der mittleren Profile benutzt. Dazu wurden charakteristische Abschnitte von jeweils (7 ~ 8 km) 20 Profilen aus dem kalten salzarmen Bereich, aus der Übergangszone (Thermoklinitätsmaximum) und dem warmen Bereich ausgewählt, die im weiteren mit "C", "F" und "W" bezeichnet werden und deren Lage in den Schnitten (Abb. 6.7 und 6.8) markiert wurde.

Die Abbildungen 6.13 und 6.14 zeigen mittlere Profile und Standardabweichungen von Temperatur und Salzgehalt auf den Schnitten C311 und C312. Dabei wurde die Mittelung auf konstantem Druck (Abb. 6.13a und 6.14a) durchgeführt. Geringe vertikale Gradienten und Standardabweichungen deuten darauf hin, daß in den Bereichen "C" und "W" die Deckschicht erfaßt wurde, wobei die Obergrenze der saisonalen Sprungschicht im kalten Bereich "C" jeweils tiefer lag als im warmen Sektor "W". Dagegen war der Bereich "F" bis in den obersten Bereich der Schleppfischprofile (20 m) geschichtet. Entsprechend der Auswahl der Intervalle ist die thermohaline Variabilität bei "F" am stärksten.

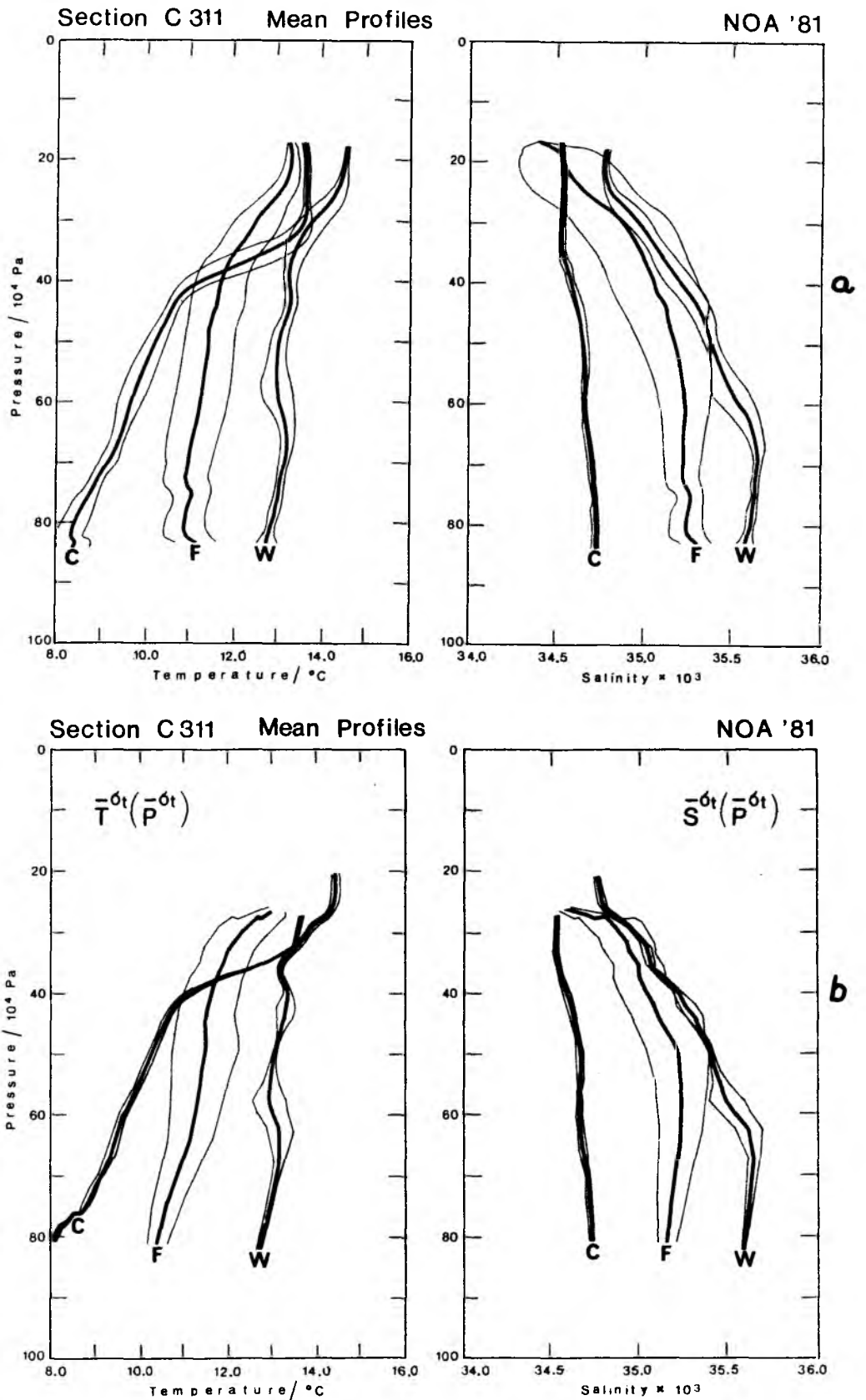


Abb. 6.13

Mittlere Profile und Standardabweichungen für drei ausgewählte Regionen auf dem Schnitt C311.

- a) horizontal gemittelt ($P = \text{const.}$) über jeweils 20 Profile.
- b) isopyknisch gemittelt ($\sigma_t = \text{const.}$) über jeweils 20 Profile und auf Druckkoordinaten rücktransformiert.

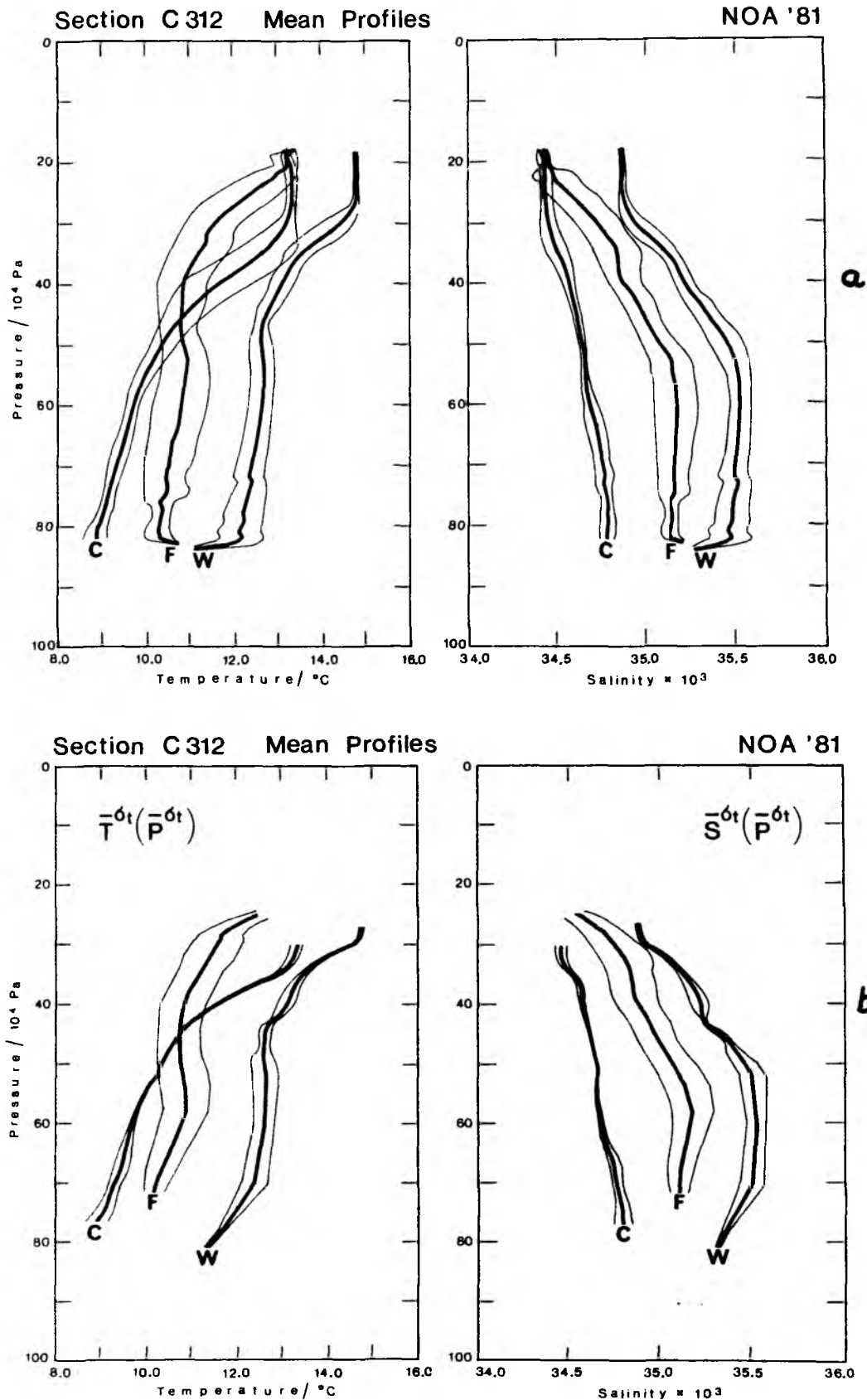


Abb. 6.14

Mittlere Profile und Standardabweichungen für drei ausgewählte Regionen auf dem Schnitt C312.

- a) horizontal gemittelt ($P = \text{const.}$) über jeweils 20 Profile.
 b) isopyknisch gemittelt ($\sigma_t = \text{const.}$) über jeweils 20 Profile
 und auf Druckkoordinaten rücktransformiert.

Die Berechnung der Mittelwerte auf konstanter Dichte führte zu einer bemerkenswerten Reduzierung der Variabilität von Temperatur und Salzgehalt auf beiden Seiten des maximalen Temperaturgradienten. Der direkte Vergleich beider Mittelungsprozeduren wird durch Transformation der σ_t -gemittelten Profile auf den mittleren Druck der entsprechenden Dichtefläche möglich (Abb. 6.13b und 6.14b). Die großen Standardabweichungen im Bereich "F" bedeuten starke Variabilität von Temperatur und Salzgehalt auf Dichteflächen, deren Ursache in der Frontendynamik zu suchen ist. Der Beitrag der internen Wellen ist aus der Reduzierung der thermohalinen Variabilität in den Profilen "C" und "W" zu ersehen, während in den "F"-Profilen der Anteil der Front dominiert und keine signifikante Verringerung der Varianz zu beobachten ist.

T-S-Beziehungen in den hochaufgelösten Schnitten

In den Schnitten der isopyknischen Temperaturverteilung wurde bereits gezeigt, daß der Übergang von einem T-S-Regime zum nächsten stufenförmig ausgebildet war. Zusätzlich werden Bänder mit anomaler T-S-Charakteristik auf beiden Seiten des Thermoklinitätsmaximums beobachtet. Eine detaillierte Untersuchung dieser Bänder soll anhand der T-S Diagramme für die Schnitte C311 und C312 (Abb. 6.15 - 6.16) durchgeführt werden. Entsprechend den Skalen der vorherrschenden Strukturen wurden mittlere T-S-Profile berechnet. Die Mittelung wurde isopyknisch über jeweils 20 Profile durchgeführt (etwa 7 km). Die Numerierung am Fußende der Profile beginnt mit 1 am Westteil und steigt nach Osten an.

In beiden Schnitten ist die Dichteschichtung im Bereich niedrigen Salzgehalts überwiegend thermisch bestimmt, und je weiter man sich zur warmen salzreichen Seite bewegt, desto stärker wird der haline Einfluß auf das Dichtefeld. Dabei nimmt der T-S-Bereich vertikal (mit wachsender Dichte) stark zu. Die Deckschicht ist in diesen Diagrammen ausgeblendet.

Die geringste isopyknische Variabilität im Westteil der Schnitte spiegelt sich in der engen T-S-Beziehung der Profile 1 - 3 (Schnitt C311) sowie 1 - 4 (Schnitt C312) wider. Die Profile 4 bzw. 5 stammen aus dem wärmeren salzreicheren Band, das in eine kalte salzarme Umgebung eingelagert ist. Das kälteste und salzärmste Wasser direkt westlich vom Thermoklinitätsmaximum wird durch die Profile 5 (C311) bzw. 6 (C312) repräsentiert, wobei sich

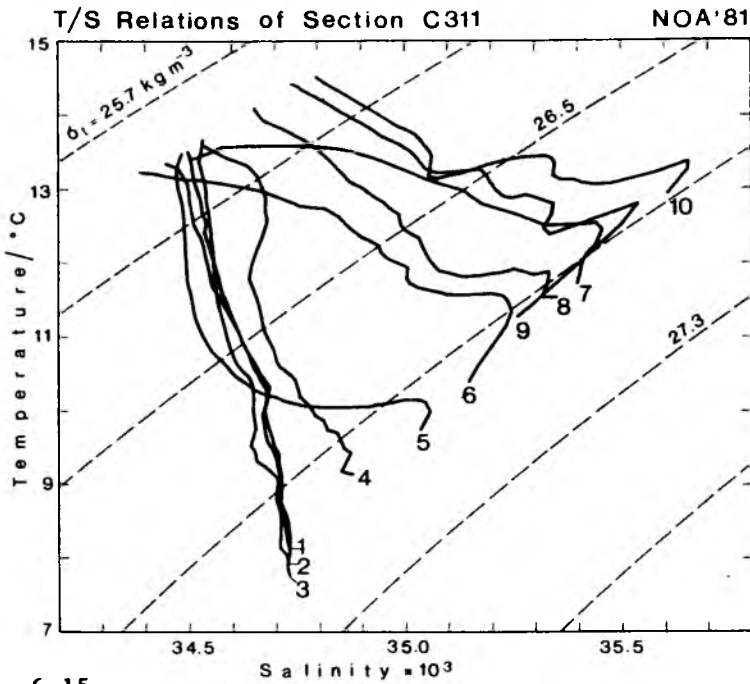


Abb. 6.15

Isopyknisch gemittelte T-S-Diagramme (über jeweils 20 Profile) auf dem Schnitt C311. Die Numerierung am Fuße der Profile beginnt an der Westseite des Schnittes und steigt nach Osten an.

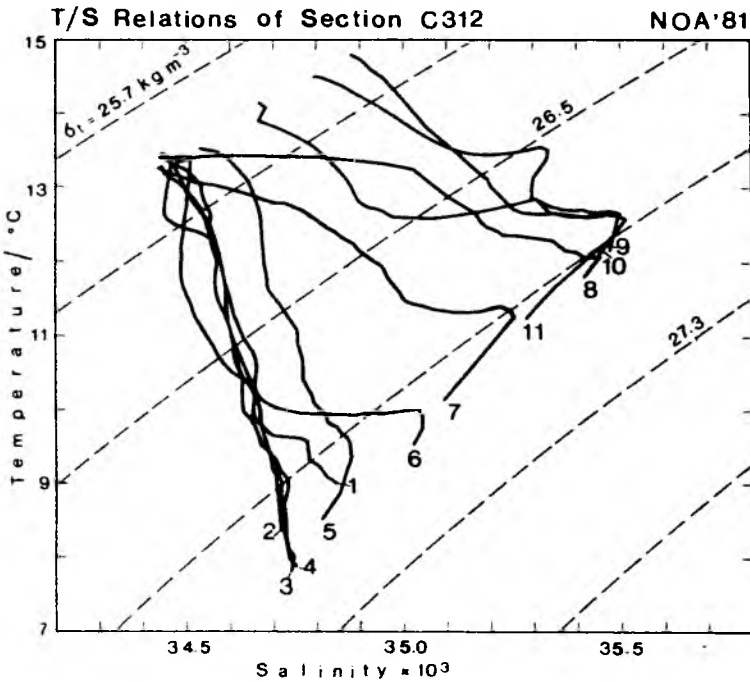


Abb. 6.16

Isopyknisch gemittelte T-S-Diagramme (über jeweils 20 Profile) auf dem Schnitt C312. Die Numerierung am Fuße der Profile beginnt an der Westseite des Schnittes und steigt nach Osten an.

diese Anomalie auf den Dichtebereich oberhalb $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ beschränkt. Dieser Teil ist nicht durch Vermischung mit den anderen auf diesem Schnitt vorhandenen Wassermassen zu erzeugen. Der Bereich unterhalb $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ zeigt bereits das intermediäre Salzgehaltsmaximum, das in allen Profilen östlich davon wiederzufinden ist. Der sprunghafte Übergang vom kalten salzarmen Wasser zum wärmeren salzreichen zeigt sich sehr deutlich durch die Lücke im T-S-Diagramm zwischen den Profilen 5 und 6 (C311) bzw. 6 und 7 (C312). Das anomal kalte Band innerhalb des warmen Sektors erkennt man im Profil 8 (C311) bzw. 9 (C312), mit dem Unterschied, daß im Schnitt C311 der gesamte Bereich unterhalb $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ kälter und salzärmer ist als der des im Westen angrenzenden Profils 7, während sich die Anomalie im Schnitt C312 auf einen vertikal begrenzten Bereich ($\sigma_t \approx 26.2 \text{ kg m}^{-3}$ bis $\sigma_t \approx 26.6 \text{ kg m}^{-3}$) beschränkt. Die Vertikalstruktur der Thermoklinität/Haloklinität ist qualitativ ebenfalls aus den T-S-Diagrammen abzulesen; Kreuzungspunkte zwischen benachbarten T-S-Profilen bedeuten eine vertikale Umkehr der Thermoklinität/Haloklinität, die im nächsten Abschnitt detailliert untersucht wird.

VI.4 Thermoklinität

Thermoklinität ist definiert als der isopyknische Temperaturgradient ($\nabla_h T \mid \sigma_t$). Die dominierenden Horizontalskalen, Breite der Bänderstrukturen und der Hauptgradientzonen, liegen im Bereich einiger Kilometer. Zusätzlich treten kleinskalige Fluktuationen mit Amplituden von $\sim 0.05 \text{ K}$ zwischen einzelnen Profilen auf, die möglicherweise auf Meßfehler zurückzuführen sind. Diese Fluktuationen führen zu einem stark verrauschten Thermoklinitätssignal und sollten nicht in die Analyse einbezogen werden. Deshalb wurden die isopyknischen Temperaturverteilungen mit einem Spektralfilter geglättet, dessen "cut-off"-Wellenzahl einer Wellenlänge von 2.4 km ($6\Delta x$) entsprach. Dazu wurden die Ortsreihen mit Hilfe einer komplexen Fast-Fourier-Transformation (FFT) in den Wellenzahlraum überführt. Um die Konvergenz der FFT zu beschleunigen, wurde zuvor die Endpunktsgerade abgezogen. Die Amplitudenspektren wurden dann mit Hilfe eines Hanning-Filters beschnitten, so daß die Durchlaßcharakteristik des Filters nur Wellenzahlen unterhalb der "cut-off"-Wellenzahl durchließ und alle höheren Wellenzahlen ausgeblendet wurden. Danach wurden die geglätteten Temperaturortsreihen durch Rücktransformation des gefilterten Amplitudenspektrums und der Phasen erstellt.

Die Abbildung 6.17 zeigt die isopyknische ($\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$) Temperaturverteilung auf dem Schnitt C312 vor und nach der Glättung. Die Phasen der dominierenden Strukturen bleiben erhalten und die kleinskaligen Fluktuationen sind eliminiert.

Aus diesen Ortsreihen wurde dann die Thermoklinität gemäß

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{12 \cdot \Delta x} \cdot \left[T_{x-2\Delta x} - T_{x+2\Delta x} - 8 T_{x-\Delta x} + 8 T_{x+\Delta x} \right]$$

berechnet. Dieses zentrale Differenzschema berücksichtigt Terme bis zur dritten Ordnung.

Zwei Dichteflächen ($\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$) des Schnittes C312 wurden ausgewählt, um das Ergebnis dieser Untersuchung zu erläutern (Abb. 6.18). Diese Isopyknen rahmen den Bereich der saisonalen Sprungschicht ein, der auf dem gesamten Schnitt vom Schleppfisch erfaßt wurde.

Im westlichen Teil des Schnittes (0 - 20 km) ist die Thermoklinität gering. Absolutbeträge von 0.1 K/km sind typisch für diesen Bereich. Zwischen 20 km und 47 km folgt eine Zone starker Gradienten mit wechselnden Vorzeichen. Positive Gradienten bis +0.34 K/km und negative bis -0.20 K/km stellen die Extremwerte der Thermoklinität auf $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ dar. Mit wachsender Dichte nimmt die Thermoklinität zu. Auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ liegen die Extremwerte bei +0.53 K/km und -0.37 K/km. Ähnlich starke Signale treten auf der warmen Seite der Front nur noch östlich von Kilometer 60 im Bereich der kalten Zunge (Abb. 6.8) auf. Im Übergangsbereich zwischen kaltem und warmem Wasser bei etwa 40 km erkennt man deutlich die Doppelstruktur des Thermoklinitätsmaximums, dessen Phase sich nach unten um eine halbe Wellenlänge nach Osten verschoben hat. Die horizontale Verschiebung, die aus der Abbildung 6.18 (horizontale Pfeile) abzulesen ist, beträgt etwa 2.5 km und ist durch 6 Profile gestützt. Der vertikale Abstand zwischen den beiden Dichteflächen liegt im Mittel bei 35 m. Somit ist die Achse maximaler Thermoklinität im Verhältnis 1:70 mit der Tiefe geneigt. Die Phasenverschiebung der Thermoklinität in den anomalen Bändern ist im Gegensatz zum Thermoklinitätsmaximum in beiden Fällen nach Westen gerichtet und beträgt etwa 5 km über den Tiefenbereich von 35 m (Achsenneigung 1:140). Qualitativ und quantitativ ähnliche Verhältnisse werden auf dem Schnitt C311 beobachtet.

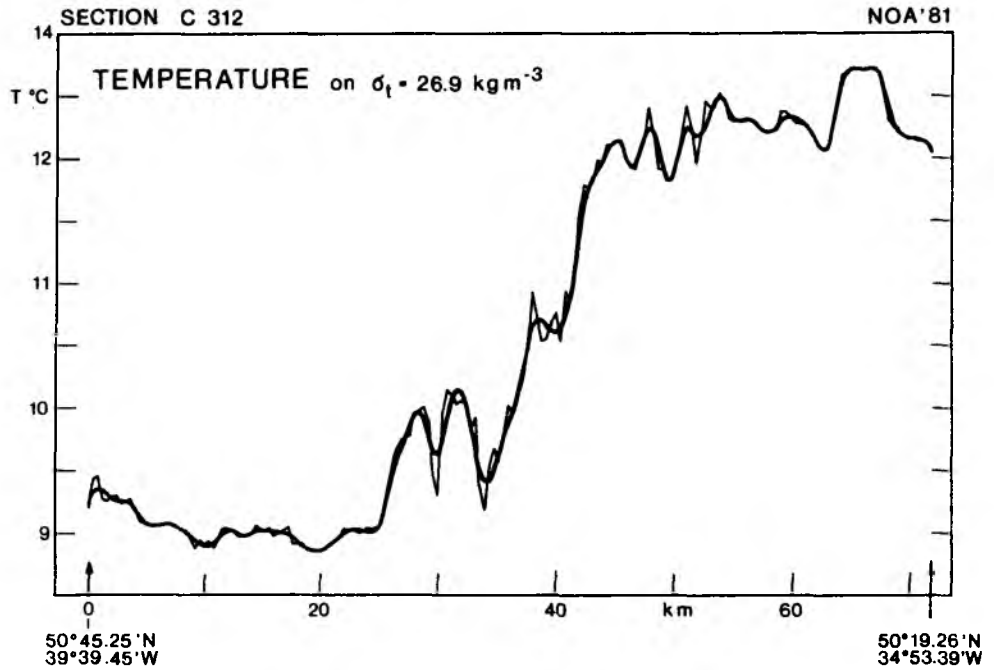


Abb. 6.17

Temperaturverteilung auf der Isopykne $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$
(Schnitt C312). Vor und nach der Glättung mit einem Spektral-
filter ("cut-off"-Wellenlänge 2.4 km).

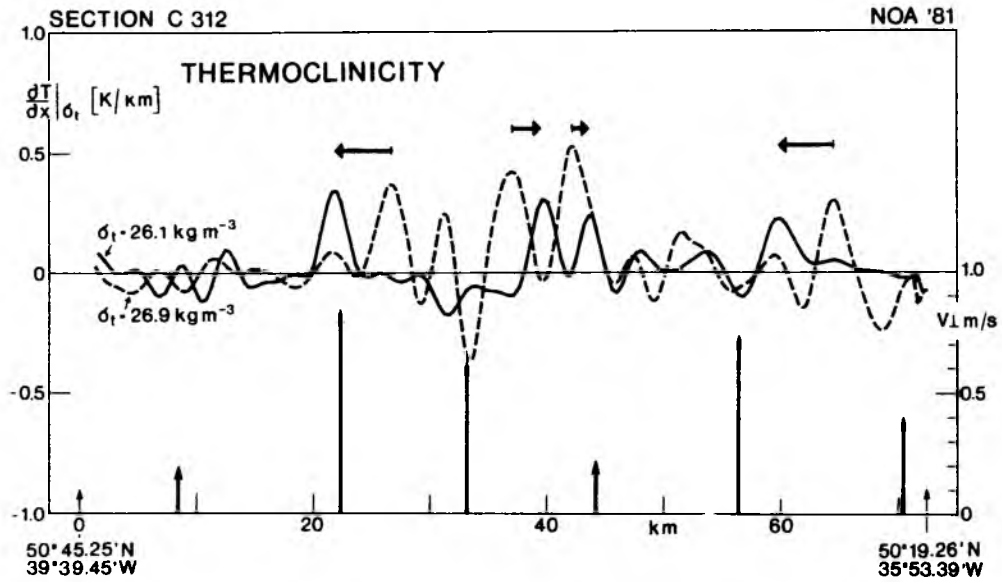


Abb. 6.18

Thermoklinität auf dem Schnitt C312, berechnet aus der geglätteten Temperaturverteilung.

$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}}$ durchgezogene Linie;

$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-1}}$ gerissene Linie.

Die horizontalen Pfeile geben die Verschiebung der Thermoklinitätsachse an. Die Strömungskomponente senkrecht zum Schnitt ist im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

VI.5 Diskussion der Ergebnisse

Die starken thermohalinen Gradienten der Polarfront bilden die nördliche Grenze der Warmwassersphäre. Mäandrierende Strombänder (Krauß, 1986 und Leach, 1986) und ein wellenförmiger Verlauf der Isothermen/Isohalinen sind typische Merkmale der Polarfront. Dabei werden kalte salzarme Mäander in unserem Meßgebiet zyklonal umströmt, warme salzreiche dagegen antizyklonal. Geschlossene Isothermen und Stromlinien zwischen 35° W und 36° W sowie 50° N und 51° N deuten auf ein Abschnüren des zyklonalen Mäanders hin. Diese Aussage wird durch die synoptische (Satelliten) Aufnahme der Meeresoberflächentemperatur unterstützt (Viehoff, pers. Mitteilung). Die Verbindung zwischen nördlichem und südlichem Kaltwasserbereich wird nur durch ein schmales Temperaturband aufrechterhalten.

Die Flanke des Mäanders bildet eine mesoskalige thermohaline Front, deren isopyknische Gradienten sich nach Norden und Süden abschwächen. Kinematische Verstärkung durch das konfluente Geschwindigkeitsfeld um 35° W und $50^{\circ}40'$ N (Abb. 5.4)) bietet eine Erklärung für die Verschärfung der thermohalinen Gradienten in diesem Gebiet.

Histogramme der isopyknischen Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen und T-S-Diagramme zeigten, daß die Wassermassenunterschiede mit zunehmender Dichte größer wurden. Hierfür sind mehrere Ursachen denkbar. Die Geschichte der Wassersäulen im Meßgebiet wurde bereits in Abschnitt III.2.1 skizziert. Während der frühjährlichen Erwärmung werden die Dichteflächen zu unterschiedlichen Zeitpunkten in die saisonale Sprungschicht eingebunden. Das älteste Wasser findet man somit auf den tieferen Isopyknen, das jüngste an der Obergrenze der saisonalen Sprungschicht. Entsprechend größer ist der Einzugsbereich, aus dem das ältere Wasser heranadvectiert werden kann. Regionale Unterschiede der Oberflächenflüsse (Frischwasser und Wärme) können sich deshalb in verstärktem Maße auf die T-S-Struktur der tieferen Schichten auswirken.

Diabatische Prozesse, die sich besonders auf die oberen Schichten auswirken, bieten sich als weitere Erklärung für den geringeren thermohalinen Kontrast auf den Isopyknen dieser Schicht an. An dieser Stelle seien nur zwei Prozesse erwähnt: die direkte Erwärmung durch Einstrahlung sowie die windbedingte Erosion und anschließende Neubildung des obersten Bereiches der saisonalen Sprungschicht.

Der Übergangsbereich zwischen den Wassermassen zeichnet sich durch ein relatives Maximum der Thermoklinität/Haloklinität aus. Auf beiden Seiten der Front werden thermohaline Bänder beobachtet, deren T-S-Verhältnisse sich nicht durch Vermischung der Wassermassen auf den Schnitten C311 und C312 gebildet haben können. Die Oberflächenströmung weist auf C312 zwei Geschwindigkeitsmaxima (Jets) auf (Abb. 6.18), deren Lage mit der der Bänder übereinstimmt. Dargestellt ist die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Schnitt C312, die den überwiegenden Anteil (über 80 %) des Strömungsfeldes repräsentiert. Dies läßt vermuten, daß die Bänder durch differentielle Advektion der horizontal gescherten Jets erzeugt und in den Mäandern aufgespult wurden.

Das relativ kalte salzarme Band auf der Ostseite des Thermoklinitätsmaximums zeigt auf dem Schnitt C311 keine vertikale Begrenzung. In Strömungsrichtung erscheint diese Anomalie jedoch als vertikal begrenzte Zunge, wie die geschlossenen Isothermen auf dem Schnitt C312 zeigen. An der Unterseite dieser Zunge hat sich eine relativ warme salzreiche Inversion senkrecht zum Jet gebildet. Woods et al. (1986) zeigten durch Vergleich mit einer Modelluntersuchung, daß isopyknische Transporte an instabilen Jets thermohaline Intrusionen erzeugen können, deren Achse gegen die Dichteflächen geneigt sind. Die Frontendynamik ist somit in der Lage, geeignete Vorbedingungen für Doppeldiffusion zu schaffen.

Im Gegensatz zu den Bänderstrukturen liegt die thermohaline Front zwischen den Jets in einer Zone relativ geringer Oberflächenströmung (Abb. 6.18). Zweidimensionale Frontogenesemodelle (MacVean und Woods, 1980; Onken, 1986) bieten eine mögliche Erklärung für die beobachtete Neigung der Thermoklinität mit der Tiefe. In diesen Modellen führten ageostrophische Massentransporte zu einer horizontalen Verlagerung der Thermoklinitätsmaximums. In Anlehnung an die Modellergebnisse ist die ageostrophische Zirkulation auf dem Schnitt C312 schematisch dargestellt (Abb. 6.19). Das Strömungsfeld besteht aus zwei Strombändern (Jets), an denen die Absolutbeträge der zyklonalen Scherungen größer als die der antizyklonalen sind. Die Modelljets weisen eine qualitativ ähnliche Struktur auf. Erhaltung der IPV erzwingt Stauchen der Vortexelemente auf der antizyklonalen Seite und Strecken auf der zyklonalen Seite der Jets (Onken, 1986). Dadurch werden die Isopyknen auf der antizyklonalen Seite angehoben (Auftrieb) und auf der zyklonalen Seite abgesenkt (Abtrieb). Aus Kontinuitätsgründen muß ein Massentransport von

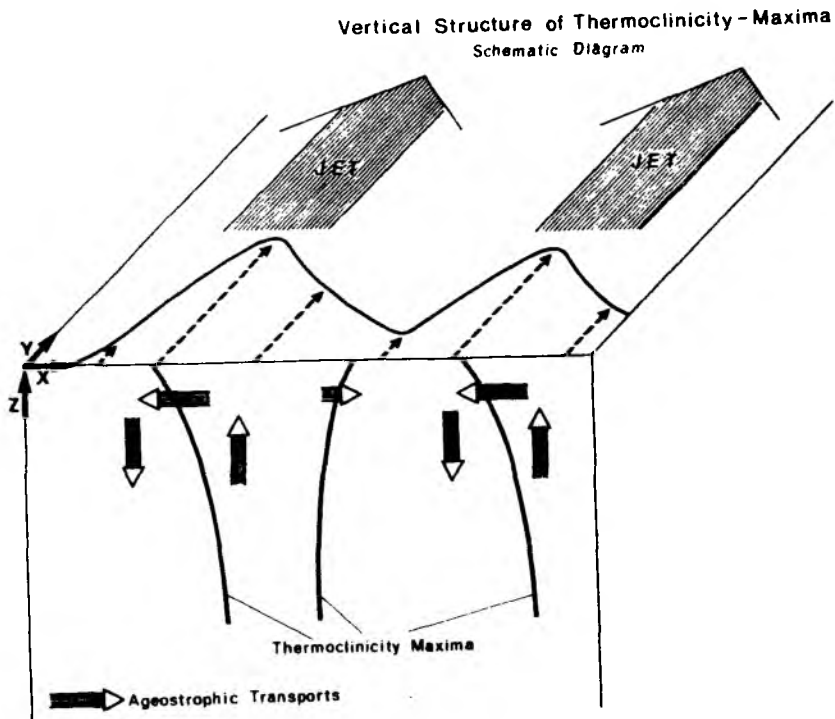


Abb. 6.19

Schematisch dargestellte Vertikalstruktur der Thermoklinitätsmaxima in der jahreszeitlichen Sprungschicht. Die Doppelstruktur des Jets und die Linien maximaler Thermoklinität wurden in Anlehnung an die Verhältnisse auf dem Schnitt C312 gezeichnet. Die ageostrophische Zirkulation an den Strombändern ist dem Zirkulationsschema einer mesoskaligen Front (Onken, 1986) nachempfunden.

der antizyklonalen zur zyklonalen Seite (vom Hochdruck- zum Tiefdruckgebiet) erfolgen. Diese Zirkulation ist in Abbildung 6.19 durch Pfeile dargestellt.

Die Verlagerung der Isothermen auf Isopyknen erfolgt kinematisch, d.h. die Isothermen werden passiv mit dem ageostrophischen Geschwindigkeitsfeld advektiert. Qualitativ ähnliche Strukturen, nämlich die Neigung des Thermoklinitätsmaximums zur zyklonalen Seite, werden an beiden Jets auf dem Schnitt C312 beobachtet.

Dagegen ist das Thermoklinitätsmaximum zwischen den Jets zur Oberfläche hin nach Osten verschoben. Das Abtriebsgebiet auf der zyklonalen Seite des östlichen Jets liegt in unmittelbarer Nähe dieser thermoklinen Zone. Es erscheint deshalb möglich, daß ein Teil der Massenflußdivergenz, die eine Folge des Streckens von Vortexelementen ist, aus dem Reservoir des im Westen angrenzenden Wasserkörpers gedeckt wird. Dadurch würde sich zwischen den Jets eine Zirkulationszelle mit gegenläufigem Rotationssinn ausbilden, die die Neigung des Thermoklinitätsmaximums nach Osten erklären könnte.

VII BAROKLINITÄT AN DER POLARFRONT

Der Zusammenhang zwischen der Tiefe einer Isopykne und der Baroklinität ist durch Gleichung VII.1 beschrieben:

$$B = \frac{1}{g \rho_0} \nabla_h p \Big|_{\sigma_t = \text{const.}} \quad \text{VII.1}$$

Diese Größe ist über die thermische Windbeziehung mit der Vertikalscherung des geostrophischen Stromes verbunden:

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = - \frac{g}{f \rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} = - \frac{N^2}{f} B_x \text{ mit } B_x = \frac{1}{g \rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{\sigma_t} = \frac{\partial z}{\partial x} \Big|_{\sigma_t} \quad \text{VII.2}$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = \frac{g}{f \rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{N^2}{f} B_y \text{ mit } B_y = \frac{1}{g \rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \Big|_{\sigma_t} = \frac{\partial z}{\partial y} \Big|_{\sigma_t}$$

Das barokline Signal soll am Beispiel der Dichtefläche $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ beschrieben werden, in deren Umgebung das Quadrat der Stabilitätsfrequenz $N^2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ und $f = 1.13 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ist.

VII.1 Synoptischskalige Druckverteilung auf Isopyknen

Die Gewichtsfunktion der Isopyknentiefe ist in Abbildung 7.1 dargestellt, als Beispiel dient die Fläche $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$. Die Anisotropie der ACF wurde durch die asymmetrische Gewichtsfunktion in der objektiven Analyse berücksichtigt. Typische Korrelationslängen liegen bei etwa 20 km in zonaler und 25 km in meridionaler Richtung. Abbildung 7.2 zeigt die Tiefen der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$. In dieser Darstellung sind die Bereiche ausgeblendet, in denen die gewichtete Anzahl von Beiträgen (WNC) kleiner als 20 war.

Im Mittel liegt die Fläche in einer Tiefe von 38.7 m. Die größten Tiefen (tiefer als 42.5 m) werden südlich von 51° N beobachtet, die geringsten (flacher als 30 m) nördlich dieser Breite und im äußersten Südosten des Vermessungsgebietes. Die Baroklinität liegt damit in der Größenordnung von $\sim 10^{-4}$ (10 m / 100 km); dieser Wert entspricht der großräumigen Isopyknenneigung aus den langen SEA-ROVER-Schnitten (Abschnitt III.3) mit einer Vertikalscherung des geostrophischen Stromes von 10^{-4} s^{-1} oder 1 cm/s auf 100 m.

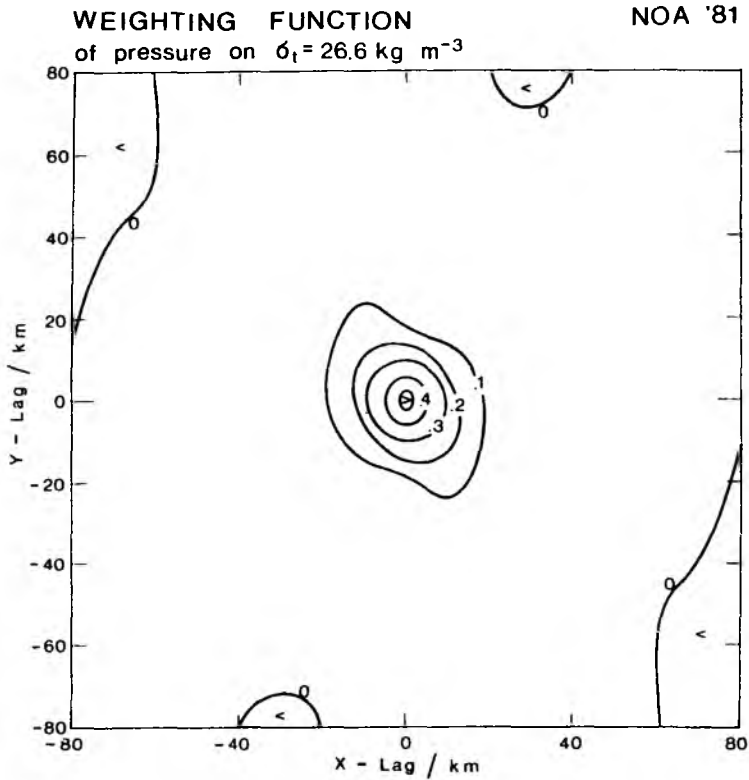


Abb. 7.1

Gewichtsfunktion der Isopykntiefe ($\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$); abgeleitet aus der zweidimensionalen Autokorrelationsfunktion.

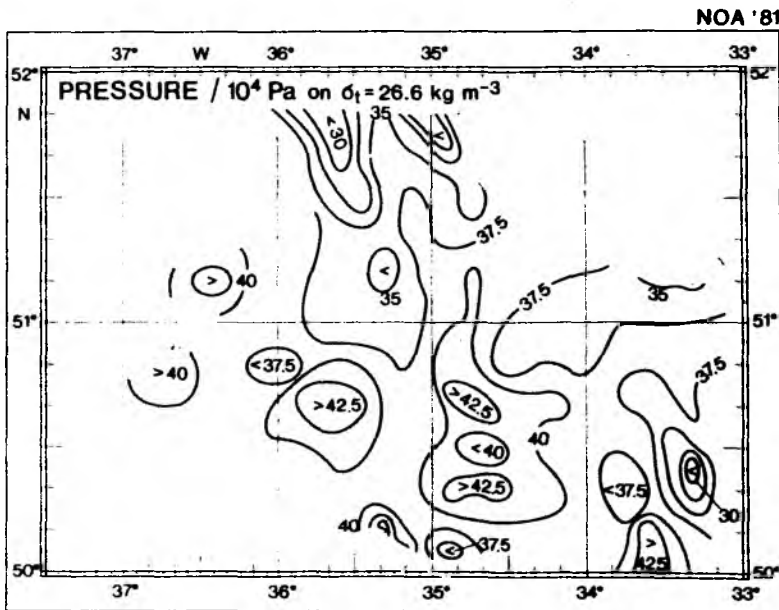


Abb. 7.2

Tiefe der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ nach der objektiven Analyse. Die Gitterdimension ist $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$; das Konturintervall beträgt 2.5 m ($2.5 \cdot 10^4 \text{ Pa}$).

In einigen Bereichen tritt die Lage der Schnitte deutlich hervor, was darauf hinweist, daß die Skalen der Isopyknentiefe durch das Vermessungsschema nicht hinreichend aufgelöst wurden. Eine Mäanderstruktur, wie in den Isothermen- und Stromlinien ist in diesem Feld nur schwach ausgeprägt.

Im antizyklonalen Mäanderbogen (südlich 51° N zwischen 34° W und 34° W), der sich durch relativ warmes salzreiches Wasser (NACW) auszeichnet, liegt die Isopykne tiefer als im zyklonalen (MNAW) Bogen (nördlich 51° N zwischen 35° W und 36° W). Eine bemerkenswerte Abweichung von dieser Tendenz findet man südlich von 51° N zwischen 36° W und 35° W, wo die größten Isopyknentiefen beobachtet werden. Dieses Gebiet wird jedoch zyklonal umströmt und zeigt ähnliche thermohaline Eigenschaften wie der nördliche Bereich des zyklonalen Mäanders.

Histogramme der Isopyknentiefe (Abb. 7.3) zeigen, daß die relative Häufigkeit (Wahrscheinlichkeitsdichte) näherungsweise einer Gaußverteilung entspricht. Diese Aussage wird durch die statistischen Momente in Tabelle VII.1 unterstrichen.

Tabelle VII.1: Statistische Parameter der Isopyknentiefe

Isopykne $\sigma_t / \text{kg m}^{-3}$	26.3	26.6	26.9
Mittelwert/m	29.67	38.68	57.03
Minimum/m	6.39	11.98	23.34
Maximum/m	53.84	68.14	90.96
Varianz/m ²	44.88	59.26	121.23
Standardabw./m	6.70	7.70	11.01
Schiefte	-0.12	0.07	0.17
Kurtosis	3.20	3.39	2.57
Anzahl d. Daten	4938	5326	5147

Auf allen hier dargestellten Flächen ist die Schiefe ("skewness") der Verteilungen gering. Die Kurtosis zeigt, daß die Verteilungen auf den beiden oberen Flächen steiler und auf der tiefsten Fläche flacher als normal verteilt sind.

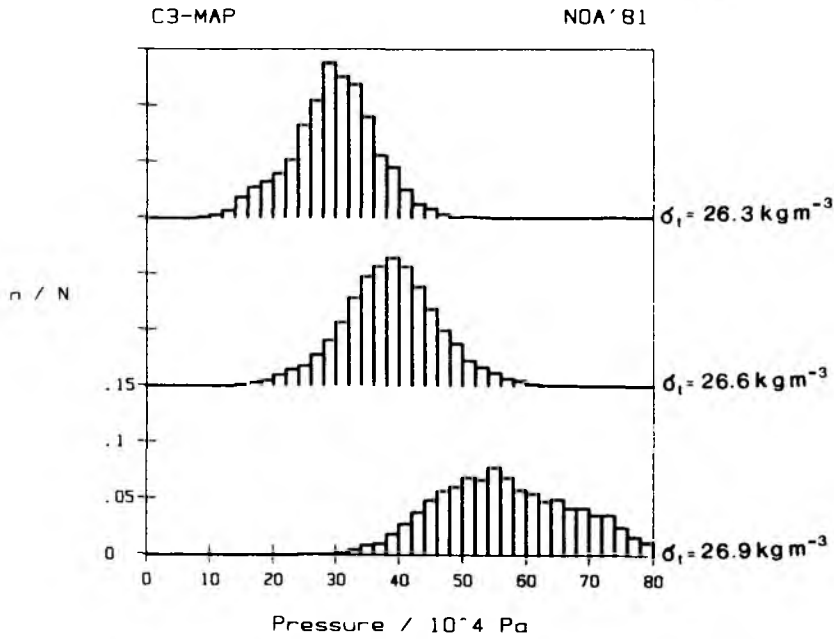


Abb. 7.3

Histogramme der Isopykntiefe für drei ausgewählte Isopyknen des Frontgebietes. Die Klasseneinteilung beträgt 2 m ($\approx 2 \cdot 10^4$ Pa). Die Anzahl der Datenpunkte (n) in den einzelnen Fenstern wurde durch die Gesamtzahl (N) auf der entsprechenden Isopykne normiert.

VII.2 Baroklinität auf den Schnitten C311 und C312

Die ungeglättete Isopyknentiefe enthält sowohl interne Wellen als auch Frontenbaroklinität. Durch Vergleich einzelner Schnitte und Berücksichtigung der unabhängig gemessenen Strömungen sowie der thermohalinen Strukturen soll in diesem Abschnitt versucht werden, das barokline Signal der Front zu beschreiben.

Die Tiefe der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ auf den Schnitten C311 und C312 ist in Abbildung 7.4b und 7.5b dargestellt. Die Lage der Schnitte relativ zueinander (Abb. 6.11) und die Ähnlichkeit der thermohalinen Strukturen westlich vom Thermoklinitätsmaximum (Abb. 7.4a und 7.5a) deuten darauf hin, daß derselbe Wasserkörper zweifach vermessen wurde.

Die Isopyknentiefe weist auf diesen Schnitten ebenfalls ähnliche Strukturen auf. Die größten Tiefen (bis zu 60 m) werden in einer etwa 5 km breiten Zone zwischen 20 km und 30 km beobachtet. Westlich davon steigen die Isopyknen auf Werte zwischen 40 m und 50 m an, wobei auf dem Schnitt C312 die Variabilität größer ist als in C311. Diese Region zeichnet sich gleichzeitig durch geringe thermohaline Variabilität aus.

Im Osten wird diese Region durch den sehr steilen Anstieg der Isopykne begrenzt. Die Baroklinität erreicht hier Werte von $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, die einer Vertikalscherung von $50 \text{ cm s}^{-1} / 100 \text{ m}$ entsprechen. Es soll betont werden, daß das Vorzeichen dieser Baroklinität auf eine nach unten zunehmende geostrophische Strömung hinweist. Die Lage der baroklinen Zone stimmt etwa mit der Lage des warmen Bandes und des Geschwindigkeitsmaximums auf dem Schnitt C312 überein. Unterschiede zwischen den beiden Schnitten erkennt man östlich des Baroklinitätsmaximums. Während die Isopykne auf dem Schnitt C311 zunächst auf 40 m absinkt, um anschließend auf die Minimaltiefe von $\sim 30 \text{ m}$ anzusteigen, oszilliert sie auf dem Schnitt C312 um eine mittlere Tiefe von 35 m. Der Vergleich mit den thermischen Strukturen auf der Dichtefläche zeigt, daß im Bereich des Thermoklinitätsmaximums nur auf dem Schnitt C311 ein baroklines Signal auftritt. Weiter östlich nimmt die Isopyknentiefe wieder zu, wobei im Bereich des kalten Bandes bei $\sim 60 \text{ km}$ eine schmale Aufwölbung der Isopyknen zu beobachten ist. Dieses Signal ist auf dem Schnitt C311 wesentlich stärker ausgeprägt als auf C312, wo die kalte Zunge diese Isopykne gerade erfaßt hat.

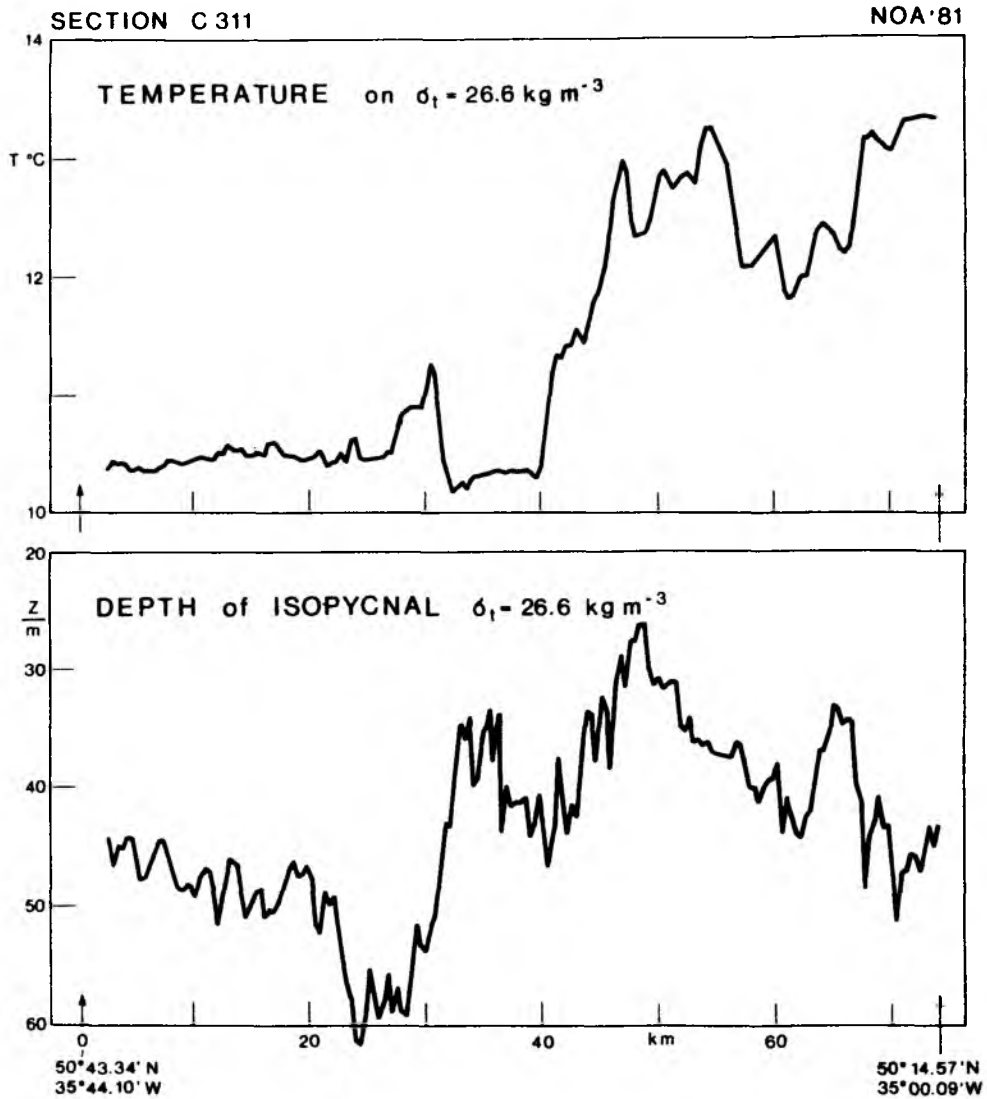


Abb. 7.4

Schnitt C311

a) Temperatur auf der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$.

b) Tiefe der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$.

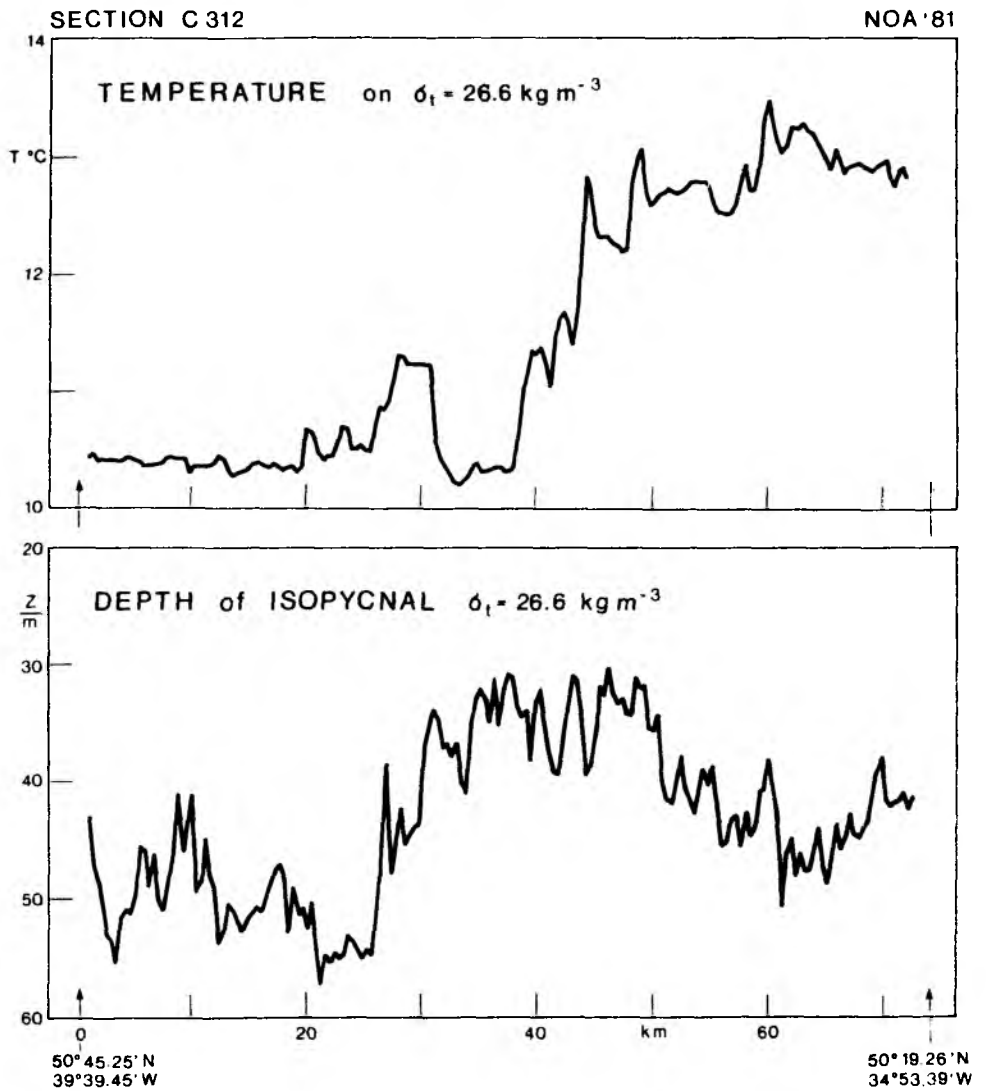


Abb. 7.5

Schnitt C312

a) Temperatur auf der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$.

b) Tiefe der Isopykne $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$.

VII.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Untersuchung der objektiv analysierten Isopyknentiefe zeigte, daß die vorherrschenden Strukturen nur unzureichend durch das Meßraster aufgelöst wurden. Der relativ steile Abfall der ACF und die damit verbundenen Korrelationsskalen können einerseits durch Interne Wellen hervorgerufen werden, andererseits aber auch durch wechselnde Vorzeichen der Frontenbaroklinität auf Skalen kleiner als 10 km (Abb. 7.4 und 7.5). Der großräumige Anstieg der Isopyknen von Süden nach Norden ist im Vermessungsgebiet durch eine Mäanderstruktur der Isobaren modifiziert. Geschlossene Isobaren am Süden des kalten Mäanders können als zusätzliches Indiz (neben Isothermen und Stromlinien) für das Abschnüren eines zyklonalen Wirbels angesehen werden. Der Rotationssinn ist durch die unabhängigen Strömungsmessungen bekannt. Abweichend vom allgemein akzeptierten Aufwölben der Isopyknen in zyklonalen Wirbeln (Dietrich et al., 1975) ist hier eine Vertiefung zu beobachten. Die daraus resultierende Scherung deutet auf ein internes Maximum des Strömungsfeldes und eine Umkehr der Baroklinität in den tieferen Schichten hin.

Eine mögliche Erklärung für den vertikalen Vorzeichenwechsel der Baroklinität bietet das Frontogenesemodell von Onken (1986). Als Anfangsbedingung für die Simulation diente ein Dichtefeld, in dem die Baroklinität mit der Tiefe abnahm, aber keine vertikale Vorzeichenänderung aufwies, und eine IPV-Verteilung, deren Gradient das Vorzeichen mit der Tiefe wechselte. In der dynamischen Phase der Frontogenese führte das Strecken und Stauchen von Vortexelementen zu einer Modifizierung der Baroklinität bis hin zum vertikalen Vorzeichenwechsel. Die Umkehr der Baroklinität in synoptischen Wirbeln ist auch in anderen Messungen dokumentiert (Richardson, 1983).

Schmale Zonen mit steiler Isopyknenneigung sowie breitere Gebiete relativ schwacher Baroklinität sind markante Merkmale auf den einzelnen Schnitten. Die entscheidende Frage lautet: Sind diese Strukturen auf interne Wellen zurückzuführen oder auf die Frontendynamik? Aufgrund der Analyse der thermohalinen Strukturen kann der Westteil der Schnitte als zeitlich verschobene Vermessung desselben Wasserkörpers interpretiert werden. Das Zeitintervall liegt dabei zwischen einer Stunde im Osten und etwa 10 Stunden im Westen.

Die typische Entwicklungsdauer mesoskaliger Fronten liegt nach MacVean und Woods (1980) im Bereich einiger (3d - 5d) Tage. Deshalb können die Schnitte als synoptische Aufnahmen bezüglich der Frontenbaroklinität angesehen werden. Dagegen sollten interne Wellen, die durch das Meßgebiet propagieren, mit wachsender Zeitdifferenz phasenverschoben sein. Phasengleiche Strukturen auf den beiden Schnitten können somit als Frontenbaroklinität interpretiert werden. Leider reichen zwei Schnitte nicht aus, um die Internen Wellen mit statistischen Methoden zu eliminieren.

Die thermohalinen Bänder zu beiden Seiten des Thermoklinitätsmaximums sind die Regionen, in denen Jetgeschwindigkeit und Baroklinität ein Maximum aufweisen. Unterschiede in den Horizontalskalen der thermoklinen bzw. baroklinen Zonen sind nicht feststellbar. Interpretiert man die Isopyknenneigung im Schnitt C311 bei etwa 45 km als Frontenbaroklinität, dann zeigen beide Parameter die gleiche Ausdehnung.

VIII ISOPYKNISCHE POTENTIELLE VORTICITY (IPV)

Die Komponenten der IPV sind nach Gleichung I.1 planetarische Vorticity (f), relative Vorticity (ζ) und vertikaler Isopyknenabstand (H). Die planetarische Vorticity ergibt sich aus der geographischen Lage des Meßgebietes und die relative Vorticity aus den Strömungsmessungen (Kapitel V). Deshalb soll an dieser Stelle zunächst die dritte Komponente der IPV vorgestellt werden.

VIII.1 Synoptischskalige Strukturen des Isopyknenabstands

Aus den Standard-Datenverarbeitungen lagen die Druckdifferenzen zwischen Dichteflächen bereits vor, dabei wurde ein Dichteintervall von 0.1 kg m^{-3} gewählt und der entsprechende Differenzwert der zentralen Dichtefläche zugeordnet. In der Untersuchung werden nur diejenigen Flächen berücksichtigt, die während des gesamten Experiments ständig (zeitlich und räumlich) innerhalb der saisonalen Sprungschicht lagen. Mit Hilfe der objektiven Analyse wurden die Daten der einzelnen Flächen auf ein gleichabständiges 10 km -Gitter interpoliert. Aus dem mittleren N^2 -Profil (Abb. 8.1) für das gesamte Vermessungsgebiet zwischen $37^\circ 9' \text{ W}$ und 33° W sowie 50° N bis 52° N ist zu ersehen, welche Dichteflächen durchgehend im Meßgebiet vorhanden waren und wie sie bezüglich der Stabilität innerhalb der saisonalen Sprungschicht liegen. Oberhalb von $\sigma_t = 26.3 \text{ kg m}^{-3}$ treten die Dichteflächen teilweise in die Deckschicht ein, und unterhalb von $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ liegen die Flächen teilweise außerhalb der Meßtiefe. Drei Dichteflächen aus den verschiedenen Bereichen des N^2 -Profils werden ausgewählt. Die Fläche $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ repräsentiert den Bereich maximaler Stabilität, die Fläche $\sigma_t = 26.7 \text{ kg m}^{-3}$ zeigt den Bereich, der im Mittel direkt unterhalb der maximalen Stabilität liegt, und die Fläche $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ repräsentiert den tiefsten durchgehend erfaßten σ_t -Bereich. Der mittlere Isopyknenabstand dieser Flächen ist in der Abbildung 8.1 angegeben.

Die Autokorrelationsfunktionen des Isopyknenabstands (Abb. 8.2) zeigen unterschiedlich starke Abnahmeraten auf den verschiedenen Isopyknen. Die ACF's der beiden oberen Flächen fallen sehr steil ab und schneiden die Nullachse nach einer Verschiebung um 20 km . Bis zu einer Verschiebung um 10 km zeigt die ACF der tiefsten Fläche einen ähnlichen Verlauf, klingt bei größeren Verschiebungen aber sehr viel langsamer ab. Die Korrelations-skalen, definiert durch den ersten Nulldurchgang der ACF, sind deshalb auf

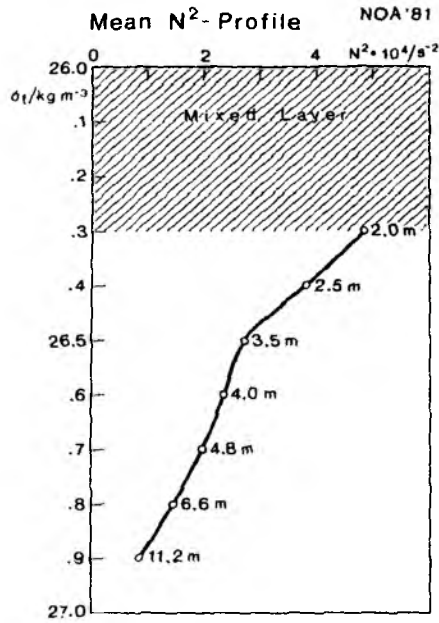


Abb. 8.1

Mittleres N^2 -Profil als Funktion von σ_t für das gesamte Frontalgebiet zwischen 50° N und 52° N sowie $37^\circ 9' \text{ W}$ und 33° W . Mixed Layer bezeichnet den Dichtebereich, der teilweise in die durchmischte Schicht eintritt. Die Zahlen an der Kurve sind die mittlere Schichtdicke zwischen σ_t -Flächen, die sich um $\Delta\sigma_t \approx 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ unterscheiden.

NOA'81
AUTOCORRELATION FUNCTIONS OF ISOPYCNAL SPACING

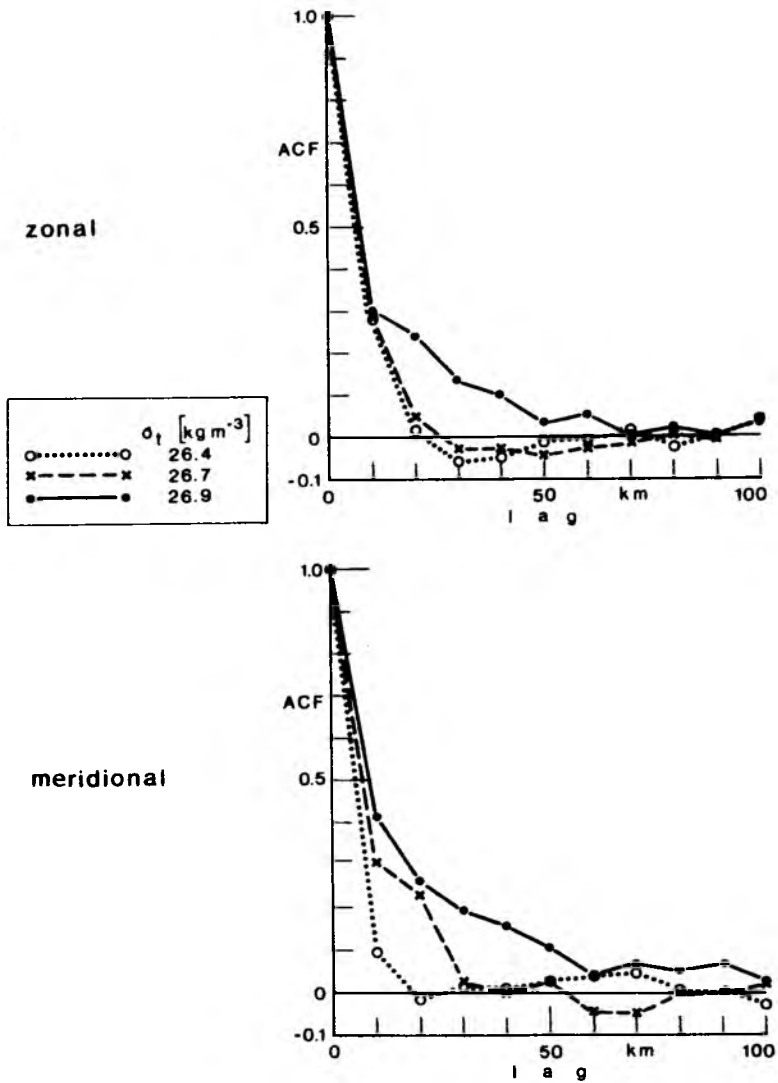


Abb. 8.2

Zonale und meridionale Autokorrelationsfunktionen des Isopyknenabstands im Frontgebiet NOA'81. Die Normierung wurde mit der Gesamtvarianz durchgeführt.

dieser Fläche etwa zweieinhalbmals so groß wie auf den oberen Isopyknen (50 km : 20 km). Entsprechend verhält sich die Gewichtsfunktion der objektiven Analyse. Der Bereich außerhalb der Linie, in der der gewichtete Betrag (WNC) kleiner als 10 ist, ist schraffiert und sollte nicht in die Analyse einbezogen werden.

$$\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3} \quad (\text{Abb. 8.3})$$

Wie bereits erwähnt, liegt diese Fläche im Bereich der stärksten Stabilität. Der mittlere Isopyknenabstand von 2.5 m entspricht etwa der vierfachen Vertikalauflösung der Daten nach der Reduzierung, so daß die in den Verteilungen auftretenden Abweichungen vom Mittelwert gerade noch ausreichend abgetastet werden. Der Mittelwert ist abgezogen und negative Bereiche sind mit einem Punktraster versehen. Man erkennt große zusammenhängende Gebiete mit anomal geringen/großen Isopyknenabständen, deren Extremwerte um -1 m bzw. +1.25 m vom Mittelwert abweichen. Diese Gebiete zeigen eine Mäanderstruktur, deren südwärtsgerichtete Zunge zwischen 36° W und 35° W negative Abstandsanomalien aufweist und deren nordwärtsgerichteter Mäanderbogen im wesentlichen positive Abstandsanomalien zeigt. Neben diesen synoptischen Strukturen werden kleinräumige Strukturen beobachtet, die durch das Vermessungsschema nur teilweise aufgelöst werden und die die Lage der Schnitte deutlich hervortreten lassen.

Der Vergleich des Isopyknenabstands mit den thermohalinen Strukturen (Kapitel VI) zeigt, daß im Bereich des anomal kalten Wassers mit geringem Abstand zu rechnen ist und der wärmere Mäanderbogen sich durch größeren Isopyknenabstand auszeichnet. Die Grenze zwischen den Mäanderbögen, die durch das Thermoklinitätsmaximum definiert ist, stimmt etwa mit der Grenze zwischen positiver und negativer Abstandsanomalie überein.

Ähnliche Verhältnisse werden auf den Flächen $\sigma_t = 26.3 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ beobachtet, die hier aber nicht separat dargestellt sind.

$$\sigma_t = 26.7 \text{ kg m}^{-3} \quad (\text{Abb. 8.4})$$

Diese Fläche liegt im Mittel unterhalb des N^2 -Maximums und weist einen mittleren Isopyknenabstand von 4.8 m auf. Es werden, wie auf der oben beschriebenen Fläche, zusammenhängende Gebiete positiver bzw. negativer Abstandsanomalie beobachtet.

Die auf $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ auftretende Mäanderstruktur ist auf dieser Fläche nicht vorhanden oder zumindest nicht in derselben Form zu beobachten. Entsprechend wird eine Übereinstimmung des thermohalinen Feldes (hier Temperatur auf σ_t) mit der synoptischskaligen Verteilung des Isopyknenabstandes nicht in derselben Form nachzuweisen sein. Der auf $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ beobachtete Trend (warm entspricht positiver und kalt negativer Abstandsanomalie) scheint sich auf dieser Fläche umzukehren. Insbesondere der kälteste Bereich zeigt die stärksten positiven Abstandsanomalien von +2 m, während weite Teile des warmen Mäanderbogens anomal geringe Abstände aufweisen. Ähnliche Strukturen werden auf $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ beobachtet.

$\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ (Abb. 8.5)

Begrenzt durch den Tauchbereich des Schleppfisches, war $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ die tiefste im gesamten Meßgebiet beobachtete Fläche. Der mittlere Isopyknenabstand beträgt 11.2 m und der Isolinienabstand 2 m. Die Abweichungen vom Mittelwert liegen zwischen -7 m und +12 m (nach der objektiven Analyse). Dabei ist eine klare Gliederung des Feldes in positive und negative Bereiche zu erkennen. Zwischen diesen Bereichen liegt eine 20 km - 30 km breite Gradientenzone, die sich über etwa 150 km Länge erstreckt. Die Orientierung dieser Gradientenzone ist im wesentlichen meridional mit einer geringen Neigung nach Osten. Die beobachteten Gradienten liegen in der Größenordnung von 0.3 m pro km.

Der Vergleich mit der Temperaturverteilung zeigt die größten Abstände im Bereich des warmen Wassers und die geringsten im Bereich des kalten nach Süden gerichteten Mäanders. Die Gradientenzone des Isopyknenabstandes stimmt sowohl in der Orientierung wie in den Horizontalskalen mit denen des Thermoklinitätsmaximums (Abb. 6.3) gut überein.

Ähnliche Strukturen werden auch auf $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ beobachtet und in abgeschwächter Form auch auf den Flächen innerhalb des N^2 -Maximums gefunden.

NOA '81

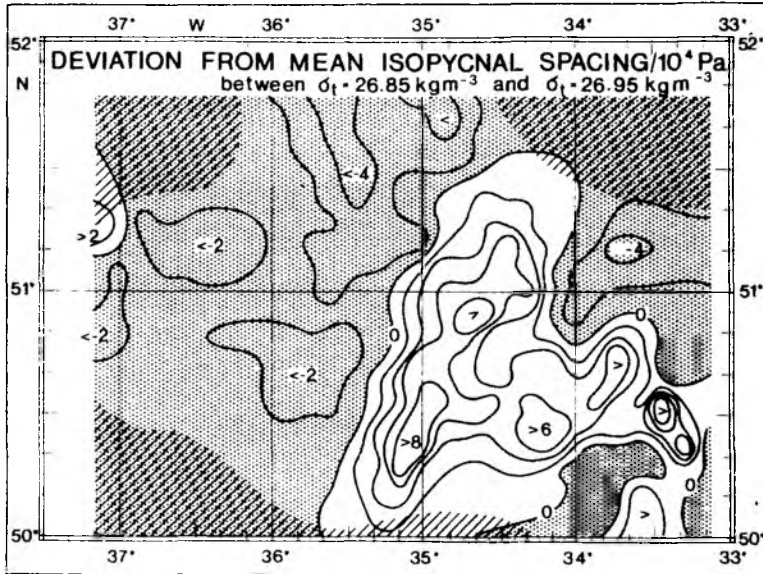


Abb. 8.5

Abweichungen vom mittleren Isopyknenabstand ($\bar{H} = 11.2 \text{ m}$) zwischen $\sigma_t = 26.85 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$. Negative Bereiche wurden mit Punktraster gekennzeichnet; das Konturintervall betrug 2 m ($10^4 \text{ Pa} \approx 1 \text{ m}$). Gebiete außerhalb des Vertrauensbereichs wurden schraffiert.

VIII.2 IPV auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$

Die individuelle Erhaltung der IPV ist nach Gleichung (I.3) das Bindeglied zwischen relativer Vorticity und Isopyknenabstand

$$\text{IPV} = \frac{f+\zeta}{H} \frac{\Delta\sigma}{\rho_o} = \frac{f+\zeta}{H_o + H_\zeta} \frac{\Delta\sigma}{\rho_o}$$

Danach kann für jedes Vortexelement mit bestimmter IPV eine Unterteilung des gesamten Isopyknenabstands

H in

$$H = H_o + H_\zeta \quad (\text{VIII.1})$$

vorgenommen werden. H_o stellt dabei den Anteil des Isopyknenabstands dar, den das Vortexelement hätte, wenn dessen relative Vorticity gleich Null wäre, und H_ζ repräsentiert den Anteil, der durch Kompensation der relativen Vorticity hervorgerufen wird.

Obwohl erhebliche Abstandsmodulationen auf den einzelnen Isopyknen beobachtet werden, die bis zu 100 % vom mittleren Isopyknenabstand abweichen, ist es wegen Gleichung (VIII.1) nicht von vornherein klar, ob diese Unterschiede auf Variation der IPV zurückzuführen sind.

Eine Skalenanalyse zeigt, daß die Rossby-Zahl auf Skalen von 100 km klein gegen 1 ist

$$\text{Ro} = \frac{U}{fL} \approx 0.03,$$

mit $U = 0.3 \text{ m/s}$ der RMS-Geschwindigkeit unseres Strömungsfeldes, $f = 113 \text{ Ms}^{-1}$ und $L = 100 \text{ km}$. Um den Einfluß der relativen Vorticity auf diesen Skalen zu testen, wurde das Ensemble-Mittel der relativen Vorticity separat für Trog und Rücken des Mäanders gebildet. Als Grenze zwischen den Mäanderbögen wurde die 11°C -Isotherme auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ gewählt. Zusätzlich wurde angenommen, daß die relative Vorticity an der Meeresoberfläche und auf der Isopykne gleich sei.

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{Trog} \quad < \zeta > = 2.3 \pm 1.8 \text{ Ms}^{-1} \\ \text{Rücken} \quad < \zeta > = -0.4 \pm 1.3 \text{ Ms}^{-1} . \end{aligned}$$

Obwohl diese Werte nicht signifikant verschieden sind, erscheinen die Vorzeichen physikalisch sinnvoll. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß die Mittelung über diese Skalen zu einer erheblichen Reduzierung der Enstrophie (Varianz der relativen Vorticity) führt. Bei individueller Erhaltung der IPV ist das Strecken bzw. Stauchen der Vortexelemente über die Gleichung (I.4) mit der relativen Vorticity verknüpft

$$H_{\zeta} = \frac{H_o}{f} \zeta .$$

Auf Skalen ($\sim 100 \text{ km}$), deren Bewegungsfeld durch kleine Rossby-Zahlen ($\zeta/f < 1$) gekennzeichnet ist, sollen deshalb H_{ζ}/H_o ebenfalls klein gegen eins sein. Damit sollte durch Mittelung über diese Skalen und genügend viele unabhängige Meßpunkte das Ensemble-Mittel

$$< \frac{f+\zeta}{H_o+H_{\zeta}} > \text{ gegen } < \frac{f}{H_o} > \quad (\text{VIII.2})$$

konvergieren und eine Schätzung der mittleren IPV-Unterschiede zwischen Trog und Rücken allein aus den hydrographischen Daten erlaubt sein. Dies ist deshalb besonders wichtig, weil das Enstrophie-Spektrum bei Wellenzahlen, die der Auflösung der Strömungsdaten ($10 - 20 \text{ km}$) entsprechen, beschnitten ist. Der Vorteil der hydrographischen Daten liegt in der besseren Auflösung des Enstrophie-Spektrums (1.5 Dekaden zusätzlich) und der erheblich größeren Datenhäufigkeit (5000 Profile zu 136 Strömungsvektoren). Bevor dieses Verfahren angewendet wird, soll zunächst der Einfluß der relativen Vorticity in verschiedenen Regionen des Meßgebietes untersucht werden. Da dies nur bei gleicher Auflösung der hydrographischen Daten und der relativen Vorticity möglich ist, werden die Gitterpunktdaten benutzt. Aus diesen Daten wird die IPV-Verteilung auf der Dichtefläche 26.9 kg m^{-3} aus den hydrographischen Daten allein (Abb. 8.6a, Symbol q_s) und unter Einbeziehung der relative Vorticity (Abb. 8.6b, Symbol q) berechnet. Die ausgeblendeten Fehlerbereiche in diesen Flächendarstellungen sind den Verteilungen des Isopyknenabstands bzw. der relativen Vorticity entnommen.

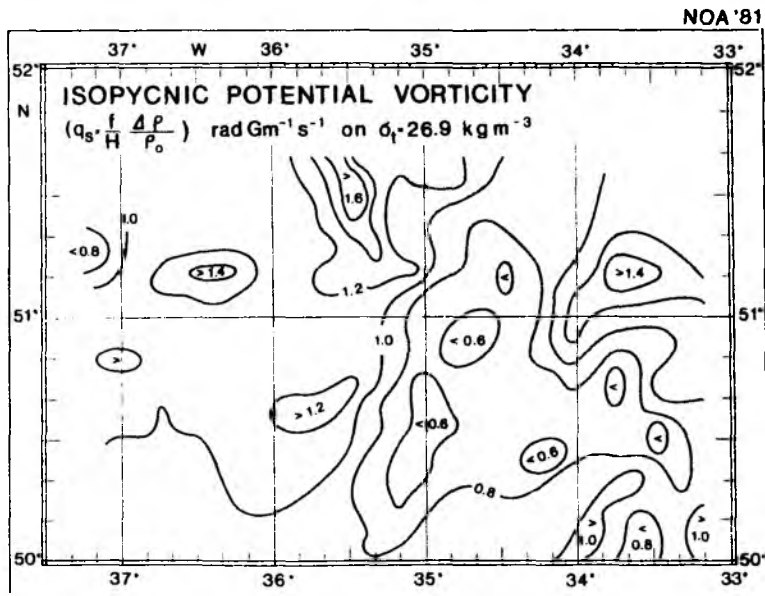


Abb. 8.6a

Isopyknische potentielle Vorticity zwischen $\sigma_t = 26.85 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$ aus hydrographischen Daten. Das Konturintervall beträgt $0.2 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

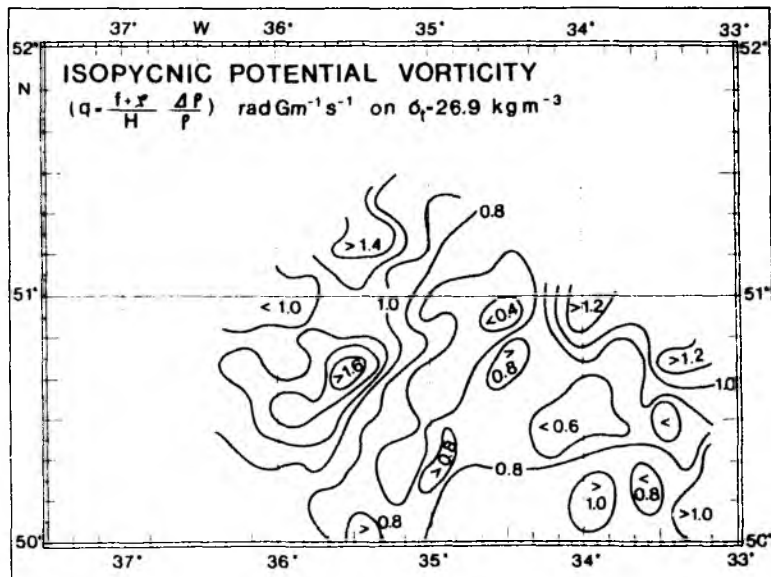


Abb. 8.6b

Isopyknische potentielle Vorticity zwischen $\sigma_t = 26.85 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$ (relative Vorticity berücksichtigt). Das Konturintervall beträgt $0.2 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Skalen und Orientierung der Mäanderstruktur sind in beiden IPV-Versionen ähnlich. Große Werte der IPV bis zu $1.6 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ sind typisch für den Mäandertrog (kalt und salzarm), niedrige Werte bis $0.6 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ typisch für den Mäanderrücken (warm und salzreich). Trog und Rücken sind in beiden Versionen durch eine mesoskalige IPV-Front getrennt, deren Breite etwa 20 - 30 km beträgt. Die Länge dieser Front ($\sim 150 \text{ km}$) wird durch die Mäanderamplitude bestimmt.

Unterschiede zwischen den Versionen machen sich dagegen deutlich in den IPV-Gradienten quer zur Front bemerkbar. Die Berücksichtigung der relativen Vorticity (Abb. 8.6b) ergibt einen IPV-Gradienten von $\sim 0.05 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pro Kilometer für das Gebiet um $35^{\circ}20' \text{ W}$ und $50^{\circ}40' \text{ N}$. Dieser Gradient ist etwa doppelt so groß wie der in Abbildung 8.6a und fünfmal stärker als der klimatologische IPV-Gradient in dieser Region (Abb. 3.9a). Als Ursache für diese Gradientverstärkung ist die Bänderstruktur der relativen Vorticity anzusehen (Abb. 5.2), die auf der zyklonalen Seite des Jets für eine Anhebung der IPV-Werte sorgt und auf der antizyklonalen Seite die IPV verringert. Die Konsequenz aus diesem Ergebnis ist, daß die IPV aus den hydrographischen Daten allein die Gradienten über die Front um einen Faktor 2 unterschätzt.

Im Bereich des zyklonalen Wirbels bewirkt die relative Vorticity (40 % von f) eine Anhebung der IPV auf Werte ($1.6 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$), die in der Abbildung 8.6a nur im nördlichen Teil des zyklonalen Mäanders gefunden werden. Diese Bereiche sind außerdem durch die gleiche isopyknische Temperatur gekennzeichnet.

Verglichen mit den Unterschieden des Isopyknenabstands und der relativen Vorticity, ist der β -Effekt zu vernachlässigen (1 % von f über zwei Breitengrade).

VIII.3 IPV und Wassermassencharakteristik

Sowohl in den klimatologischen Verteilungen (Stammer und Woods, 1986) als auch in den langen Schleppfisch-Schnitten (Stammer, 1986) und den Daten der Frontvermessung gibt es Anzeichen dafür, daß in dieser Region ein Zusammenhang zwischen Wassermassencharakteristik (hier Temperatur auf Dichteflächen) und IPV existiert. Die Streudiagramme (Abb. 8.7a und 8.7b) verdeutlichen die Zunahme der IPV mit abnehmender Temperatur auf der Isopykne $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$.

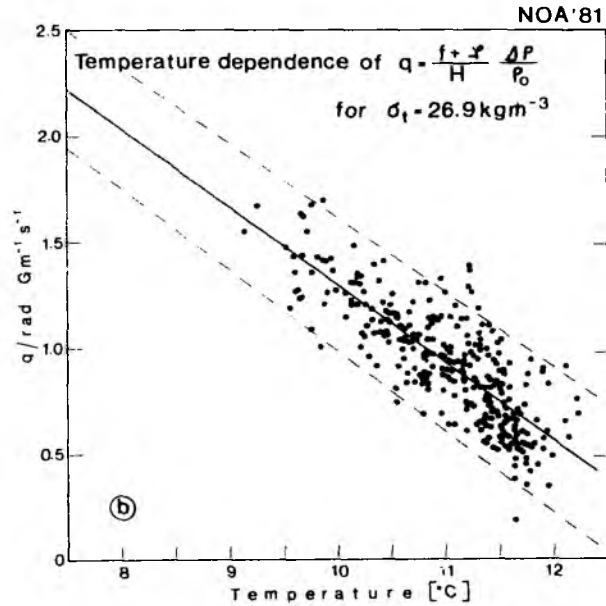
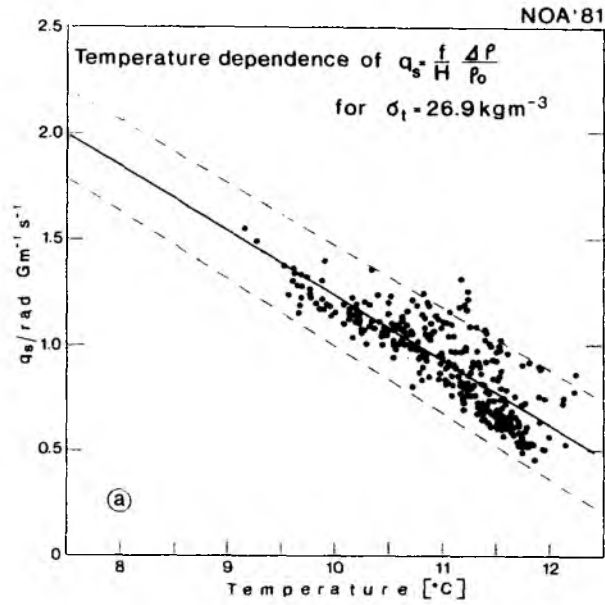


Abb. 8.7

Variation der isopyknischen potentiellen Vorticity mit der isopyknischen Temperatur auf $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$. Die Ausgleichsgerade (durchgezogen) und der Fehlerbereich (gerissen) wurde durch lineare Regression bestimmt.

- a) Berechnet aus der Dichteschichtung und der planetarischen Vorticity über den Dichtebereich von $\sigma_t = 26.85 \text{ kg m}^{-3}$ bis $\sigma_t = 26.95 \text{ kg m}^{-3}$.
- b) Berechnet unter Berücksichtigung der relativen Vorticity.

Die Diagramme wurden aus den Gitterpunktdaten der objektiv analysierten Felder erstellt; Abb. 8.7a nur aus hydrographischen Daten, Abb. 8.7b unter Berücksichtigung der relativen Vorticity. Ein einfaches Regressionsmodell, das von einem linearen Zusammenhang zwischen IPV und Temperatur ausgeht

$$\text{IPV} = q_0 + q_1 T \quad (\text{VIII.3})$$

soll zeigen, ob die relative Vorticity zu einer signifikanten Änderung dieses Zusammenhanges führt. Die Koeffizienten q_0 (Nullpunktverschiebung) und q_1 (Steigung) und der Korrelationskoeffizient r sind für beide IPV-Versionen in Tabelle VIII.1 zusammengefaßt. Die Ausgleichsgeraden mit Fehlergrenzen sind in die Streudiagramme eingezeichnet.

Tabelle VIII.1: Variation der IPV mit der Temperatur

	r	q_0	q_1
$\text{IPV}_S = \frac{f}{H} \frac{\Delta p}{\rho_0}$	-0.84	4.28 ± 0.13	-0.31 ± 0.01
$\text{IPV} = \frac{f+\zeta}{H} \frac{\Delta p}{\rho_0}$	-0.81	5.00 ± 0.17	-0.37 ± 0.02

Die Korrelationskoeffizienten für 309 Datenpunkte zeigen, daß beide IPV-Versionen auf dieser Isopykne signifikant mit der Temperaturverteilung korreliert sind. Dabei zeigen die Regressionskoeffizienten der Versionen signifikante Unterschiede. Die um ~ 20 % größere Steigung der Version mit relativer Vorticity ist ein Zeichen für die Verstärkung der IPV-Gradienten durch Einbeziehung der relativen Vorticity. Die Analyse zeigt außerdem, daß im warmen antizyklonalen Mäander (Temperaturen um 12° C) keine Unterschiede zwischen IPV_S und IPV festzustellen sind. Im zyklonalen Mäander (Temperaturen um 9.5° C) führt die Vernachlässigung der relativen Vorticity im Mittel zu einer Unterschätzung der IPV um 10 %, in einzelnen Fällen, wie dem zyklonalen Wirbel, bis zu 30 %.

VIII.4 Das IPV-Differenzprofil

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß der Einfluß der relativen Vorticity an der mesoskaligen Front und deren unmittelbarer Umgebung nicht vernachlässigt werden darf. Andererseits scheint es möglich, mittlere IPV-Unterschiede zwischen den dominierenden Wassermassen allein aus den hydrographischen Daten zu schätzen, wenn die Frontalzone ausgeblendet wird. Dies Verfahren hat mehrere Vorteile: Die Berechnung kann mit den ungeglätteten Daten durchgeführt werden (große Datenmenge); die spektrale Auflösung der Enstrophie wird verbessert; es müssen keine Annahmen über die Vertikalstruktur der relativen Vorticity gemacht werden.

Es wird angenommen, daß innerhalb jeder Wassermasse das Ensemble-Mittel über den gemessenen Isopyknenabstand (\bar{H}) gleich dem des 'Sverdrup'-Abstands (\bar{H}_0)

$$\bar{H} = \bar{H}_0 \quad (\text{VIII.4})$$

ist, d.h., in jeder Wassermasse gilt die Konvergenz (VIII.2).

Der gemessene Isopyknenabstand eines Vortexelementes läßt sich nach Gleichung (VIII.5) in einen mittleren Anteil (\bar{H}) und die lokalen Abweichungen (H') aufspalten.

$$H = \bar{H} + H' , \quad (\text{VIII.5})$$

und entsprechend für H_0

$$H_0 = \bar{H}_0 + H'_0 . \quad (\text{VIII.6})$$

Wegen Gleichung VIII.1 läßt sich die lokale Abstands anomalie als

$$H' = H'_0 + H'_\zeta \quad (\text{VIII.7})$$

darstellen. Die Varianz der Abstands anomalien in einer Wassermasse ist damit

$$\overline{H'^2} = \overline{H_0'^2} + \overline{H_\zeta^2} + 2\overline{H_0' H_\zeta} . \quad (\text{VIII.8})$$

Dabei repräsentiert der erste Term auf der rechten Seite die potentielle Enstrophie, der zweite die Enstrophie und der dritte beschreibt die Korrelation zwischen relativer Vorticity und der Anomalie der potentiellen Vorticity.

Die stärksten Absolutbeträge der relativen Vorticity werden an der meso-
skaligen Front beobachtet, die damit einen großen Beitrag zur Gesamtvarianz
liefert. Die Verschärfung der IPV-Gradienten über diese Front deutet auf
eine positive Korrelation zwischen relativer Vorticity und der Anomalie der
IPV (Abweichungen vom Mittelwert). Durch Ausblendung der Frontalzone würde
die Gesamtvarianz verringert und somit zu einer zuverlässigeren Schätzung
des IPV-Unterschieds zwischen den Wassermassen führen.

Mit den Histogrammen der isopyknischen Temperatur - Abbildung 6.4 zeigt
einige Beispiele - werden Wassermassengrenzen festgelegt (Tabelle VIII.2),
die durch das Bevölkerungsminimum zwischen den Hügeln definiert sind.

Tabelle VIII.2: Grenztemperatur

σ_t [kg m ⁻³]	26.3	26.4	26.5	26.6	26.7	26.8	26.9
T_G [°C]	12.7	12.3	11.7	11.3	10.9	10.5	9.9

Anschließend werden für jede Wassermasse getrennt Mittelwerte und Standard-
abweichungen berechnet, und die Kernwassermassen (T_K) gemäß

$$\bar{T} - sd(T) < T_K < \bar{T} + sd(T)$$

definiert (Tabelle VIII.3).

Tabelle VIII.3: Statistische Wassermassen-Definition

σ_t [kg m ⁻³]	\bar{T} [C]	MNAW			\bar{T} [°C]	NACW		
		sd(T) [°K]	LB [°C]	UB [°C]		sd(T) [°K]	LB [°C]	UB [°C]
26.3	11.94	0.34	11.60	12.28	13.79	0.51	13.28	14.30
26.4	11.50	0.34	11.16	11.84	13.44	0.57	12.87	14.01
26.5	11.00	0.28	10.72	11.28	13.03	0.65	12.38	13.68
26.6	10.56	0.29	10.27	10.85	12.65	0.68	11.97	13.33
26.7	10.10	0.33	9.77	10.43	12.31	0.72	11.59	13.03
26.8	9.64	0.34	9.30	9.98	11.98	0.78	11.20	12.76
26.9	9.07	0.34	8.73	9.41	11.46	0.68	10.78	12.14

LB = $\bar{T} - sd(T)$, UB = $\bar{T} + sd(T)$

Die mittleren IPV der Wassermassen und die IPV-Differenz sind in Tabelle VIII.4 zusammengefaßt. Als Fehlergrenzen ist der doppelte Standardfehler des Mittelwertes angegeben.

Tabelle VIII.4: Mittlere IPV der Kernwassermassen

σ_t	IPV (MNAW)	IPV (NACW)	Δ IPV
[kg m ⁻³]	[rad Gm ⁻¹ s ⁻¹]	[rad Gm ⁻¹ s ⁻¹]	[rad Gm ⁻¹ s ⁻¹]
26.3	6.3 ± 0.1	3.9 ± 0.1	2.4 ± 0.2
26.4	5.5 ± 0.1	3.5 ± 0.1	2.0 ± 0.2
26.5	3.7 ± 0.1	2.9 ± 0.1	0.8 ± 0.2
26.6	2.2 ± 0.2	3.2 ± 0.1	-1.0 ± 0.2
26.7	1.8 ± 0.2	2.9 ± 0.1	-1.1 ± 0.2
26.8	2.1 ± 0.2	1.9 ± 0.1	0.2 ± 0.3
26.9	1.9 ± 0.2	0.8 ± 0.3	1.1 ± 0.5
$\text{IPV} = \frac{1}{\bar{H}} \cdot \left(f \cdot \frac{\Delta\sigma}{\rho_0} \right), \text{ wobei } f \cdot \frac{\Delta\sigma}{\rho} = 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ rad s}^{-1}$			

Die größten Werte und IPV-Differenzen treten in den oberen Schichten auf, wobei eine starke Abnahme bis zur Vorzeichenumkehr in der Schicht direkt unterhalb des N²-Maximums zu beobachten ist (Abb. 8.8). Auf den untersten Schichten sind die Differenzen wieder positiv. Bis auf die Fläche $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ sind alle IPV-Differenzen signifikant von null verschieden.

VIII.5 Lokale Anomalien des Isopyknenabstandes

Diese Untersuchung konzentriert sich auf die Schnitte C311 und C312, die innerhalb des mesoskaligen Vermessungsgebietes lagen. Die Lage der Schnitte ist dem Kapitel III zu entnehmen.

Aufgrund der vorhergehenden Untersuchungen erwartet man einen IPV-Gradienten über die Front, dessen Struktur durch das geschätzte Δ IPV-Profil (Abb. 8.8) beschrieben werden kann, da in den vorliegenden Schnitten nahezu der gesamte Temperaturbereich des synoptischskaligen Feldes abgedeckt wird.

Nach Gleichung VIII.5 wird der Isopyknenabstand jeder Schicht in einen mittleren Anteil und die Abweichungen vom Mittelwert aufgespalten. Die

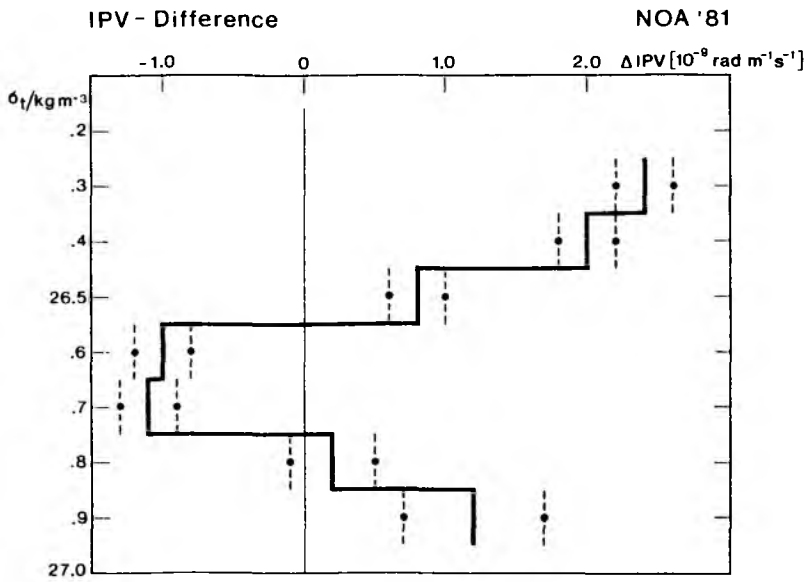


Abb. 8.8

Profil der mittleren IPV-Unterschiede und 95%-Signifikanzschwellen zwischen den Kernwassermassen der Polarfront.

Berechnet aus der Dichteschichtung und der planetarischen Vorticity für Intervalle von $\Delta \sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$.

Normierung der lokalen Abweichungen durch den mittleren Isopyknenabstand H'/\bar{H} erlaubt dann den direkten Vergleich von Schichten aus unterschiedlichen N^2 -Bereichen, da durch die Normalisierung das mittlere Dichteprofil aus den Daten eliminiert wird.

Der mittlere Isopyknenabstand und die normierte Varianz ist in Abbildung 8.9 als Funktion der Dichte dargestellt. Auf beiden Schnitten zeichnet sich der Bereich größter Stabilität (geringer mittlerer Isopyknenabstand) durch maximale Varianz aus. Die Schicht zwischen $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ weist dagegen deutlich niedrigere Variabilität auf, die erst in den tiefsten Regionen wieder anwächst. Die qualitative und quantitative Ähnlichkeit zwischen den Profilen kann als weiteres Indiz für eine zeitlich verschiedene Vermessung desselben Wasserkörpers interpretiert werden.

Die räumliche Zuordnung der Anomalien, die zur Struktur der Varianzprofile führten, wird aus den Abbildungen 8.10 und 8.11a ersichtlich. Dargestellt ist hier H'/\bar{H} , die Isoplethen sind also Linien gleicher Abstandsanomalie, aufgetragen gegen Dichte. Um zu vermeiden, daß Flächen oberhalb des \bar{H} -Minimums (N^2 -Maximums) berücksichtigt werden, die eventuell lokal in die tägliche Sprungschicht einbezogen wurden, wurde diejenige Fläche eliminiert, die sich um weniger als 0.075 kg m^{-3} vom obersten Wert des jeweiligen Profils unterschied. Damit ist sichergestellt, daß die obere Fläche, die für die Abstandsberechnung benötigt wird, einen Dichteunterschied von 0.025 kg m^{-3} gegen den ersten Wert aufwies. Die Schnitte zeigen wechselnde Strukturen mit anomal großen sowie kleinen Abstandsanomalien. Besonders auffällig ist das schmale (etwa 10 km) breite Maximum auf der Westseite des Schnittes, das sich auf die Schichten im N^2 -Maximum (hier \bar{H} -Minimum) oberhalb $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ konzentriert und in abgeschwächter Form phasenverschoben in den tieferen Schichten fortsetzt. Diese Struktur findet man in den Schnitten C311 und C312 nahezu an der gleichen Position. Innerhalb dieser Maxima erreichen die Abstandsanomalien Werte, die den mittleren Isopyknenabstand um das Dreifache übertreffen. Der negative Bereich (schraffiert) zeigt wesentlich schwächere Anomalien, und weist außerdem die größeren Horizontalskalen auf. Negative Anomalien sollten durch individuelle IPV-Erhaltung auf -1 begrenzt sein.

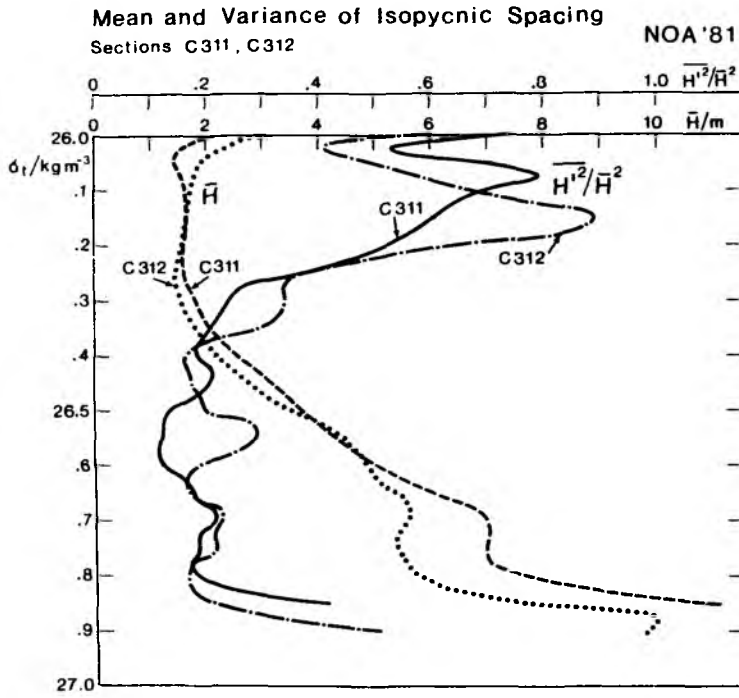


Abb. 8.9

Mittlerer Isopyknenabstand und normierte Varianz des Isopyknenabstands auf den Schnitten C311 und C312 als Funktion der Dichte. Das Dichteintervall beträgt $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$.

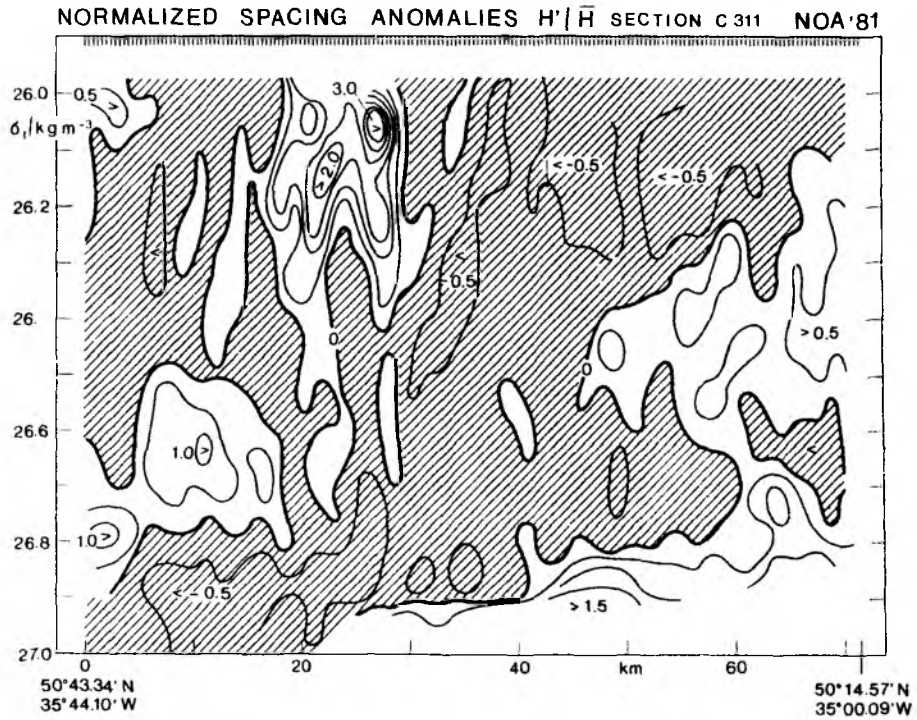


Abb. 8.10

Vertikalstruktur der normalisierten Abstandsanomalie H'/\bar{H} auf dem Schnitt C311.

\bar{H} ist der über den gesamten Schnitt gemittelte Vertikalabstand zwischen zwei Isopyknen, die sich um $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ unterscheiden. H' ist die lokale Abweichung von mittleren Abstand \bar{H} .

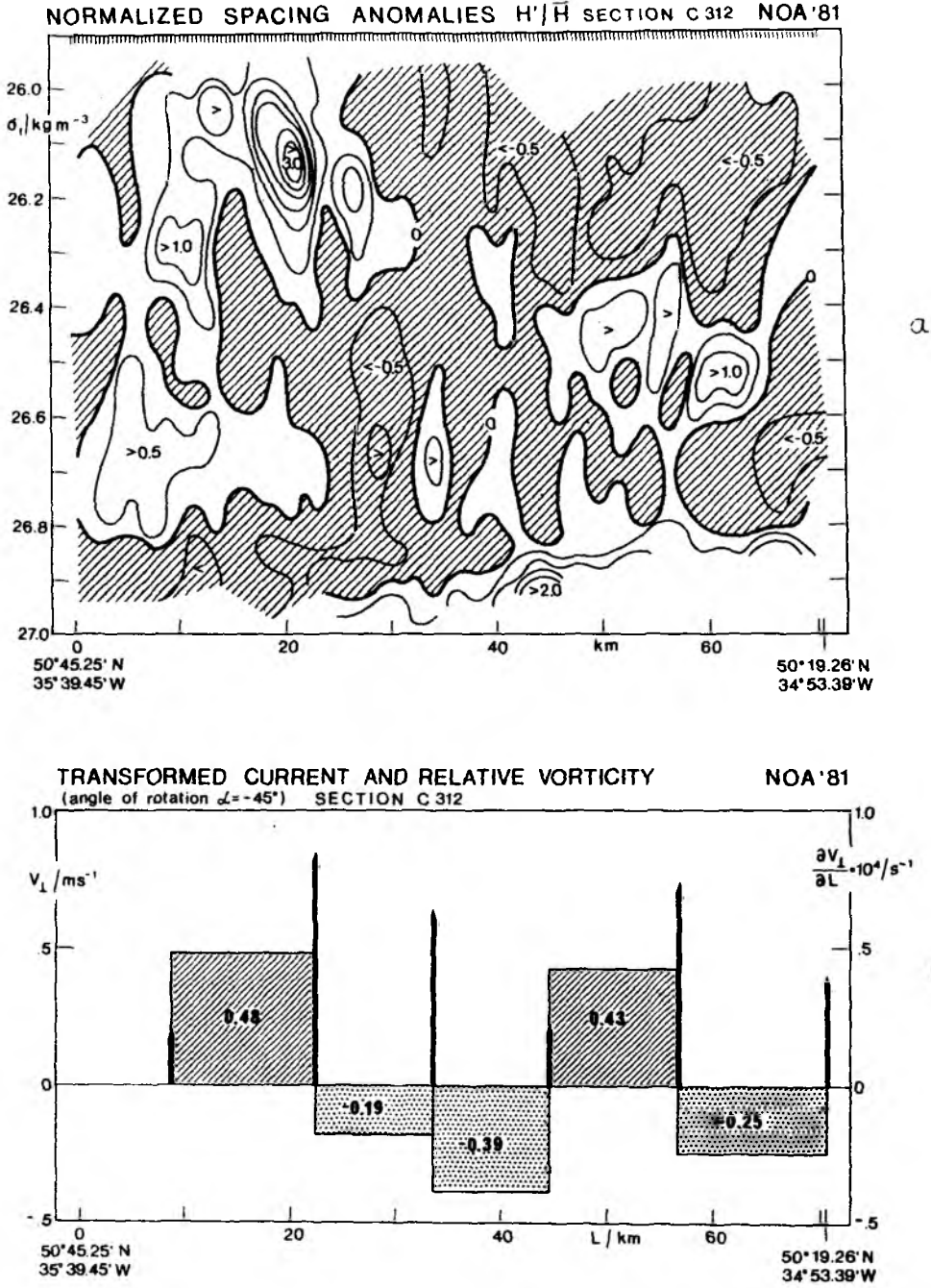


Abb. 8.11

- (a) Vertikalstruktur der normalisierten Abstandsanomalie H'/\bar{H} auf dem Schnitt C312. \bar{H} ist der über den gesamten Schnitt gemittelte Vertikalabstand zwischen zwei Isopyknen, die sich um $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ unterscheiden. H' ist die lokale Abweichung vom mittleren Abstand \bar{H} .
- (b) Oberflächenströmung und relative Vorticity auf dem Schnitt C312. V_\perp ist die Strömungskomponente senkrecht zum Schnitt (Jetgeschwindigkeit).

Vergleich der Abstandsanomalien mit der Temperaturverteilung

Aus den Ergebnissen der synoptischskaligen Untersuchungen des Isopyknenabstandes erwartet man positive Abstandsanomalien im Bereich des warmen Wassers auf der Ostseite der Schnitte und anomal geringe Abstände im Westen der Schnitte. Der direkte Vergleich mit den Temperaturverteilungen (Abb. 6.7 und 6.9) zeigt aber, daß das Maximum der Abstandsanomalie im kalten Bereich, also westlich vom Hauptthermoklinitätsmaximum, liegt. Ebenso zeigen Teile des wärmeren Abschnittes geringe Abstandsanomalien. Die Position des Zentrums der positiven Abstandsanomalie stimmt etwa mit der Position des schmalen Bandes höherer Temperaturen überein. Dieser Temperaturunterschied von etwa 0.5 K zur Umgebung ließe das Wasser immer noch zum Grenzbereich zwischen den Kernwassermassen (nach der Definition für die synoptischskalige Verteilung) gehören.

Erst auf den untersten Schichten zeigt sich der synoptischskalige Trend mit der positiven Abstandsanomalie im warmen Bereich und der negativen Anomalie auf der kalten Seite.

Vergleich der Abstandsanomalien mit der relativen Vorticity an der Meeresoberfläche

Die direkte Berechnung der IPV setzt die Kenntnis der relativen Vorticity mit der dem Isopyknenabstand entsprechenden vertikalen und horizontalen Auflösung voraus. Die Frage ist nun, ob es lokal möglich ist, einige der beobachteten Abstandsanomalien, die dem großskaligen Trend widersprechen, auf starke relative Vorticity zurückzuführen. Die beobachteten Strukturen der Abstandsanomalien mit Skalen von etwas mehr als 10 km erfordern eine Auflösung des Strömungsfeldes in derselben Größenordnung. Diese Auflösung ist wegen der unregelmäßigen Verteilung von Satellitenfixpunkten nur in wenigen Schnitten gewährleistet. Besonders nachteilig wirkt sich dabei aus, daß es keine benachbarten Schnitte mit gleich guter Auflösung gibt, so daß eine Schätzung der relativen Vorticity nicht vollständig möglich war. Trotzdem lassen sich unter gewissen Annahmen Schätzungen des Hauptanteils in ζ vornehmen. Mit der Annahme, daß die Scherungen entlang des Jets sehr viel kleiner als die senkrecht zur Jetachse sind, läßt sich die relative Vorticity $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ näherungsweise durch

$$\zeta_1 \approx \frac{\Delta v}{\Delta L}$$

darstellen. Dabei ist v_{\perp} die Strömungskomponente senkrecht zum Schnitt, die die Jetgeschwindigkeit repräsentiert, und L die Entfernung vom Ursprung des Schnittes C312 bei $50^{\circ}45.24' \text{ N}$ und $35^{\circ}09.48' \text{ W}$. Diese Strömungskomponente wurde durch einfache Drehung des Koordinatensystems auf die mittlere Kursrichtung des Schnittes berechnet.

Von den bisher betrachteten Schnitten zeigt nur der Schnitt C312 eine genügend hohe Auflösung des Strömungsfeldes. Die transformierte Strömungskomponente v_{\perp} (Rotationswinkel $\alpha = -45^{\circ}$) ist in Abbildung 8.11b dargestellt. Sie variiert zwischen 0.19 m s^{-1} und 0.85 m s^{-1} , wobei von West nach Ost die Strömung zunächst stark ansteigt, danach wieder abnimmt, erneut ansteigt und wieder abnimmt. Man beobachtet also zwei horizontal gescherte Strombänder. Auffällig sind die stärkeren Scherungen auf der zyklonalen Seite des jeweiligen Strombandes, verglichen mit den antizyklonalen Scherungen. Im westlichen Stromband, mit dem Zentrum bei $L \approx 22 \text{ km}$, beträgt die zyklonale Vorticity $\zeta_{\perp} = 48 \text{ rad/Ms}$ und die antizyklonale Vorticity $\zeta_{\perp} = -19 \text{ rad/Ms}$. Analoge Verhältnisse findet man für das östlichere Stromband mit Werten von $\zeta = 43 \text{ rad/Ms}$ auf der zyklonalen Seite und $\zeta = -25 \text{ rad/Ms}$ auf der antizyklonalen Seite. Der direkte Vergleich der relativen Vorticity ζ_{\perp} mit den normierten Abstandsanomalien erfordert gemäß

$$\frac{H}{H_0} \zeta = \frac{\zeta}{f}$$

die Normierung der relativen Vorticity ζ_{\perp} mit der planetarischen Vorticity f . Da f im Meßgebiet (bei $50^{\circ}30' \text{ N}$) 113 rad/Ms beträgt, ist $\zeta_{\perp} / f \approx \zeta_{\perp} \cdot 10^{-4}$. Die lokalen Rossby-Zahlen ζ_{\perp} / f , die sich aus dieser Berechnung ergaben, zeigen Absolutbeträge, die nicht mehr sehr viel kleiner als eins sind. Besonders auf der zyklonalen Seite der Strombänder werden Werte von $\zeta_{\perp} / f \approx 0.45$ erreicht, wobei diese Werte mittlere Verhältnisse über etwa 10 km darstellen und sicherlich eine Unterschätzung der lokalen Rossby-Zahlen darstellen.

Die positive Abstandsanomalie im Westteil des Schnittes liegt im Bereich der zyklonalen Vorticity des westlichen Strombandes. In dieser Region wird Strecken von Vortexelementen erwartet. Die relative Vorticity kann aber nur einen Teil dieser Anomalie erklären, da die Abstandsanomalie im gesamten Bereich der zyklonalen Scherung größer als eins ist, die lokale Rossby-Zahl aber nur 0.48 beträgt. Die antizyklonale Seite des Jets weist überwiegend negative Abstandsanomalien auf. Im östlichen Stromband sind positive Anomalien nur in den tieferen Schichten zu beobachten.

VIII.6 Diskussion der Fehlerquellen im Isopyknenabstand

Abgesehen von systematischen Meßfehlern gibt es andere Ursachen, die zu einer Modifikation des Isopyknenabstands führen können. Diese Ursachen sind zum Teil auf physikalische Prozesse zurückzuführen oder aber in dem Meßverfahren begründet.

VIII.6.1 Modulation des Isopyknenabstands durch diabatische Prozesse

Unter dem Einfluß diabatischer Prozesse können Wassersäulen, die sich innerhalb der saisonalen Sprungschicht bewegen, ihren Isopyknenabstand und damit ihre IPV ändern. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob die zeitliche Änderung der IPV durch Einstrahlung einen signifikanten Beitrag zur Modulation des Isopyknenabstands leistet. Als typische Zeitskala werden 5 Tage angesehen, da dieses Zeitintervall der Aufenthaltsdauer einer Wassersäule in der Frontalzone entspricht. Ein Wasserteilchen, das sich mit der RMS-Geschwindigkeit (Leach, 1986) von 30 cm s^{-1} entlang der Mäanderflanke über eine Strecke von 150 km bewegt, würde sich etwa 5 Tage in der Frontalzone aufhalten.

Die zeitliche Ableitung der IPV ist damit:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{IPV}) = \frac{\zeta+f}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad , \quad (\text{VIII.9})$$

da sich der Einfluß der direkten Erwärmung durch Sonneneinstrahlung nur auf das Dichteprofil auswirkt. Der Zusammenhang zwischen der Dichte ρ und der Temperaturdifferenz $\Delta T = T - T_0$ kann durch

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha \Delta T) \text{ approximiert werden; mit } \alpha = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad . \quad (\text{VIII.10})$$

Dabei ist ρ_0 die mittlere Dichte zum Zeitpunkt t_0 (T_0 analog), ρ und T sind die Werte nach der Erwärmung und α ist der thermische Ausdehnungskoeffizient. Damit ist die zeitliche Änderungsrate der Dichte durch

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (\text{VIII.11})$$

$$\text{mit } I = I_0 \left[R_1 e^{-z/\beta_1} + R_2 e^{-z/\beta_2} + (1 - R_1 - R_2) e^{-z/\beta_3} \right]$$

beschrieben. I_0 ist die Intensität der Sonneneinstrahlung an der Meeresoberfläche und $I(z)$ nimmt exponentiell mit der Tiefe ab (Horch et al., 1983). Die Dämpfungsparameter β_1 , β_2 , β_3 sowie die Skalierungsfaktoren R_1 und R_2 wurden mit der Methode der kleinsten Quadrate an Meßwerte angepaßt (Horch et al., 1983).

Die Änderungsrate der IPV kann damit als Funktion vom Einstrahlprofil angegeben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} (IPV) = (\zeta + f) \cdot \frac{-\alpha}{c_p \rho_0} \frac{\partial^2 I}{\partial z^2}, \quad (\text{VIII.12})$$

wobei folgende typische Werte eingesetzt wurden:

$$\begin{aligned} \alpha \quad (12 \text{ } ^\circ\text{C und } 35 \cdot 10^3) &= 0.19 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1} \\ c_p &= 4.1868 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ \rho_0 &= 10^3 \text{ kg m}^{-3} \end{aligned}$$

Als mittlere Einstrahlung I_0 an der Meeresoberfläche werden 400 W m^{-2} gewählt; dieser Wert liegt relativ hoch und sollte daher eine Abschätzung des maximal auftretenden Fehlers ermöglichen. Als typische Tiefenbereiche werden $z_1 = 25 \text{ m}$ für die Obergrenze der Sprungschicht und $z_2 = 40 \text{ m}$ für den Bereich unterhalb des N^2 -Maximums gewählt. In diesen Tiefen wurde dann die Änderungsrate der IPV für zwei unterschiedliche Trübungen (Jerlov Typ Ib bzw. III), die als repräsentativ für die Region und Jahreszeit angesehen wurden (Horch et al., 1983), berechnet. Die Dämpfungsparameter β_1 , β_2 und β_3 , die die exponentielle Abnahme der Einstrahlung bestimmen, sind eine Funktion der Trübung.

Jerlov Typ	R_1	R_2	β_1	β_2	β_3
Ib	0.3112	0.2003	17.450	2.361	0.1419
III	0.2238	0.2446	7.950	3.300	0.1380

(aus Horch et al., 1983).

Die Ergebnisse dieser Abschätzung sind in Tabelle VIII.6.1 zusammengefaßt.

Tabelle VIII.6.1

	Jerlov Typ Ib	Jerlov Typ III
* $\frac{\partial}{\partial t}$ (IPV) [25 m]	$4.3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-2} \text{ m}^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-2} \text{ m}^{-1}$
* $\frac{\partial}{\partial t}$ (IPV) [40 m]	$1.8 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-2} \text{ m}^{-1}$	$4.2 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-2} \text{ m}^{-1}$
** Δ IPV [25 m]	$0.19 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$0.15 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$
** Δ IPV [40 m]	$0.08 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$0.02 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$

* Berechnet unter der Annahme $\zeta = 0$ und $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

** Integriert über 5 Tage

Diese Abschätzung kann direkt mit dem Profil der IPV-Differenz (Abb. 8.8) verglichen werden. Im Tiefenniveau von 25 m beträgt der hier abgeschätzte Maximalfehler etwa 10 % der beobachteten IPV-Differenz. Die etwas geringeren IPV-Unterschiede der tieferen Schichten lagen wegen des abnehmenden Strahlungseinflusses mit der Tiefe ebenfalls um eine Größenordnung über dem geschätzten Maximalfehler. Aus dieser Untersuchung lassen sich zwei Schlüsse ziehen. Einerseits kann die IPV seit dem Eintreten der isopyknischen Schicht in die saisonale Sprungschicht (etwa 3 Monate vor dem Vermessungszeitraum) eine signifikante Änderung durch diesen Prozeß erfahren haben. Andererseits ist die Erwärmung durch solare Einstrahlung nicht in der Lage, eine signifikante Änderung der IPV im Bereich der Zeitskalen zu erzeugen, die als realistische Aufenthaltsdauer in der Frontalzone bzw. der Frontogenese-Zeitskala angesehen werden.

Der Einfluß von Doppeldiffusion auf das IPV-Profil

IPV ist nur in stabil geschichteten Bereichen definiert, d.h., diabatische Prozesse, die zu Auftriebsflüssen führen (instabile Schichtung), zerstören die IPV einer Wassersäule. Nach Beendigung des Instabilitätsprozesses hat sich eine neue Schichtung etabliert, was bedeutet, daß sich neue IPV gebildet hat. Obwohl in einigen Bereich der Front thermohaline Intrusionen beobachtet werden (Kapitel VI) gibt es keine Anzeichen für Treppenstrukturen in den Dichteprofilen (Bauer et al., 1985). Man kann deshalb davon ausgehen, daß Doppeldiffusion innerhalb des Vermessungszeitraums keine signifikante Änderung der IPV bewirkt hat.

VIII.6.2 Modulation des Isopyknenabstands durch interne Wellen

Interne Wellen können den Isopyknenabstand auf zwei Arten modulieren. Ein Effekt liegt dabei in der Vertikalstruktur des internen Wellenfeldes (Stichwort "Modenstruktur") und der andere resultiert aus der geneigten Schleppfischbahn und den Isopyknenneigungen durch Interne Wellen (Stichwort "Scheindicke").

Die Zerlegung des Internen Wellenfeldes in vertikale Modes ist ein gängiges Verfahren zur Analyse der IW (Käse und Siedler, 1980). Das Verfahren benutzt eine Zerlegung des N^2 -Profils in Eigenfunktionen.

Eine modale Zerlegung unserer Profile ist wegen des eingeschränkten Tiefen-(Dichte-)Bereichs nicht möglich. Untersuchungen in anderen Meeresgebieten haben ergeben, daß sich die meiste Energie im Bereich der niedrigen Modes konzentriert (Käse und Siedler, 1980). Dieses Ergebnis wurde aus CTD-Dips für den oberen Ozean im GATE-Gebiet abgeleitet. Überträgt man dieses Resultat auf unsere Messungen, so scheint es wenig wahrscheinlich, daß IW höherer Modes einen signifikanten Beitrag zur Abstandsmodulation geleistet haben.

Das Problem der "Scheindicke"

Die Neigung der Schleppfischbahn gegen die Neigung der Isopyknen kann dann zu einer scheinbaren Abstandsmodulation (hier "Scheindicke") führen, wenn die Flankensteilheit der Isopyknenauslenkung vergleichbar mit der der Schleppfischbahn ist. Dieser Effekt wurde bereits für den GATE-Batfish-Datensatz von Woods et al. (1981) erwähnt. Prinzipiell werden die Isopyknen sowohl durch das IW-Feld als auch durch die Frontendynamik (Baroklinität und Vortex-Stretching) ausgelenkt. Für die hier diskutierten Fehlerquellen sollten letztere wegen der vergleichbar kleinen Wellenzahlen keinen signifikanten Beitrag zur Scheindicke liefern. Im Gegensatz dazu kann es durch Überlagerung der IW bei geeigneter Phasenlage zu sehr steilen Isopyknenneigungen kommen.

Leach (unveröffentlichtes Manuskript) erzeugte mit Hilfe eines Wellenzahlspektrums der IW und Zufallsphasen für die einzelnen Wellenzahlen eine Ortsreihe der Tiefenlage einer Isopykne. Bei vorgegebenem konstanten Isopyknenabstand und vorgegebener Neigung der Schleppfischbahn, konnte durch den Scheindicke-Effekt ein Histogramm mit ähnlicher Schiefe, wie sie die beobachteten Verteilungen (Abb. 1.7) zeigten, erzeugt werden. Das

Wellenzahlspektrum wurde dabei über eine Dispersionsrelation für interne Wellen (nullter Mode) aus dem GATE-Spektrum (Käse und Clarke, 1980) hergeleitet. Neben der statistischen Aussage muß die Scheindicke aber auch in der Lage sein, kohärente Strukturen mit den beobachteten Horizontal-skalen zu erzeugen. Um diesen Punkt nahezu zu untersuchen, wurden verschiedene Isopyknen auf den Schnitt C312 ausgewählt.

Ein einfacher Versuch zeigte, daß dies nicht der Fall war. Die Wiederholung des Experiments von Leach mit den Daten der Polarfrontuntersuchung zeigte, daß die Scheindicke ($\Delta x \approx 0.4$ km) keine kohärenten Strukturen über mehrere Profile zu erzeugen vermochte. Für diesen Versuch wurden die gemessenen Isopyknetiefen des Schnittes C312 benutzt. Die starken Abstandsanomalien auf den Schnitten sind deshalb nicht durch diesen Effekt zu erklären.

VIII.7 Diskussion der Ergebnisse

Die Untersuchung zeigt, daß es möglich ist, mit dem SEA-ROVER-System die synoptischskalige Verteilung der IPV an der Nordatlantischen Polarfront zu berechnen. Starke IPV-Unterschiede über die Front und ein mäandrierender Verlauf der Linien gleicher IPV charakterisieren die Region während des Vermessungszeitraumes. Große IPV-Werte im kalten/salzarmen Mäandertrog und niedrige im warmen/salzreichen Mäanderrücken sind typisch für die Isopyknen im N^2 -Maximum und die tiefste Schicht, die vom SEA-ROVER erfaßt wurde.

In den klimatologischen Verteilungen ist ein ähnlicher Zusammenhang zwischen IPV und Wassermassencharakteristik zu beobachten. Als Erklärung dafür bietet sich die Bildung der saisonalen Sprungschicht durch die frühjährliche Erwärmung an. Dieser Prozeß ist in Abbildung 8.12 schematisch dargestellt. Während der tiefsten winterlichen Durchmischung verlaufen die Isothermen, Isohalinen und Isopyknen vertikal und die IPV ist nicht definiert. Im Laufe der frühjährlichen Erwärmung bildet sich eine stabile Dichteschichtung, deren Isopyknenabstand und damit die IPV durch die Energieflüsse an der Meeresoberfläche bestimmt ist. In dieser Phase etabliert sich die Korrelation zwischen Temperatur, Salzgehalt und IPV. Der schnellste Anstieg der saisonalen Sprungschicht (dicke Linie) findet zu Beginn der Erwärmung statt, so daß die zuerst abtauchenden Isopyknen den größten Vertikalabstand aufweisen (Woods und Barkmann, 1986). Unterschiedliche Anfangsbedingungen und Energieflüsse in verschiedenen Regionen des Ozeans (Region 1 und 2)

Schematic Diagram of IPV - Generation

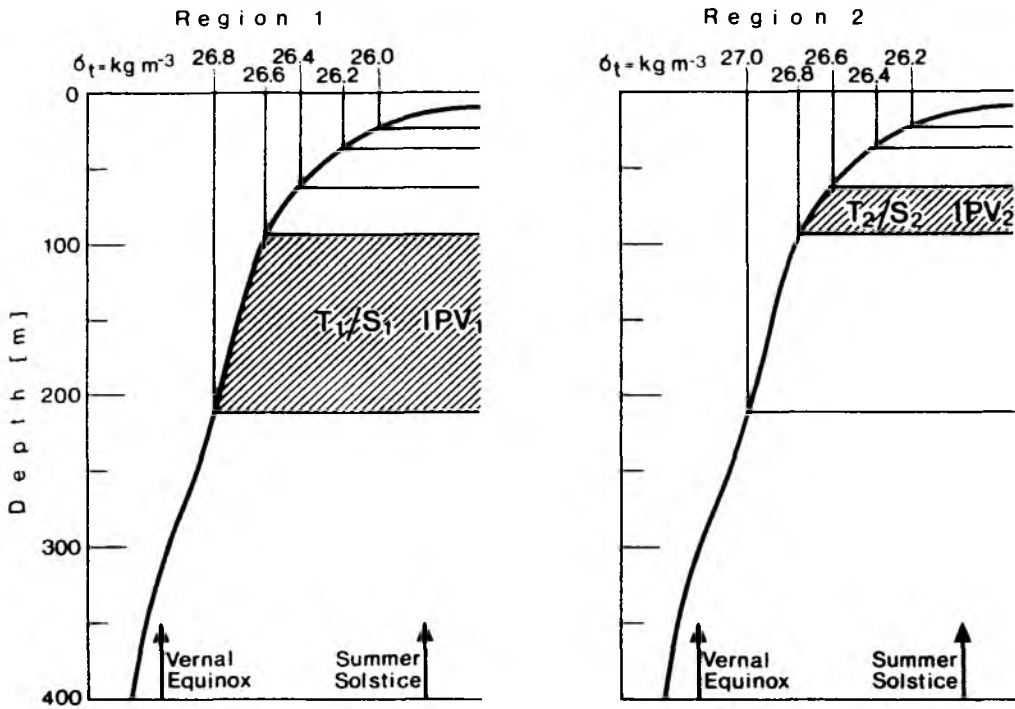


Abb. 8.12

Schematisches Diagramm der IPV-Erzeugung im Frühjahr für zwei verschiedene Regionen des Ozeans.

Die dicke Linie zeigt den Anstieg der saisonalen Sprungschicht während der frühjährlichen Erwärmung. Mit der Einbindung der Isopyknen in die Sprungschicht wird das T-S-Verhältnis und die IPV "eingefroren".

können dazu führen, daß dieselben Isopyknen zu unterschiedlichen Zeitpunkten in die saisonale Sprungschicht abtauchen. Die Schnittlinien der Isopyknen mit der Meeresoberfläche wandern während der Erwärmungsphase nordwärts (Bauer und Woods, 1984), so daß die Region 1 die Verhältnisse im Süden und die Region 2 die im Norden widerspiegelt. Werden diese Wassersäulen durch die gyreskalige Zirkulation (Sarmiento, 1983) adiabatisch in das Frontgebiet advektiert, so sind einerseits die starken IPV-Unterschiede und andererseits auch die Korrelation zwischen Isopyknenabstand und Temperatur auf Isopyknen erklärbar.

Die Variabilität der IPV auf der synoptischen Skala ist in erster Linie auf die wassermassenbedingten Änderungen im Isopyknenabstand zurückzuführen. Dies wird durch den Vergleich der "Sverdrup"-IPV mit der vollständigen IPV und durch eine Skalenanalyse bestätigt. Lediglich im zyklonalen Mäanderbogen ist eine Anhebung der IPV zwischen 10 % und 30 % durch Einbeziehung der relativen Vorticity nachzuweisen. Im antizyklonalen Bogen ist keine Änderung feststellbar. Die Beschränkung der antizyklonalen relativen Vorticity auf $-f$ und das nicht begrenzte Wachstum der zyklonalen Vorticity kann zu unterschiedlichen Krümmungsradien der Mäanderbögen führen (Onken, 1986) und ist als mögliche Ursache für die beobachtete Asymmetrie anzusehen. Damit existiert auf den Isopyknen mit positivem IPV-Gradienten (nach Norden bzw. vom warmen zum kalten Wasser) eine positive Korrelation zwischen relativer Vorticity und den Fluktuationen der IPV um den Mittelwert. Der vertikale Vorzeichenwechsel im IPV-Differenzprofil zeigt allerdings auch, daß es Schichten gibt, in denen die Korrelation negativ ist. Diese Umkehr des IPV-Gradienten bedeutet, daß die notwendige Bedingung für barokline Instabilität bereits in der saisonalen Sprungschicht erfüllt ist und daß mesoskalige Jets an der Mäanderflanke baroklin instabil werden können.

Zwischen zyklonalen und antizyklonalen Mäanderbogen befindet sich eine mesoskalige IPV-Front. Die Existenz solcher IPV-Fronten wird durch die Theorie quasi-geostrophischer Turbulenz vorhergesagt (Rhines, 1979). Die beobachteten IPV-Werte liegen in derselben Größenordnung wie die klimatologischen (Kap. III), so daß die etwa fünfmal größeren IPV-Gradienten auf die reduzierten Längenskalen zurückzuführen sind. Ähnlich wie bei der isopyknischen Temperaturverteilung, liegen die stärksten IPV-Gradienten in den Konfluenzzonen des Geschwindigkeitsfeldes (Kap. V, Abb. 5.4).

In der Frontalzone ist die relative Vorticity nicht zu vernachlässigen. Die Bänderstruktur der relativen Vorticity und die positive Korrelation

der IPV-Fluktuationen mit der relativen Vorticity bewirkt auf der Isopykne $\sigma_t = 26,9 \text{ kg m}^{-3}$ eine Verdopplung des IPV-Gradienten gegenüber der "Sverdrup"-IPV.

In den objektiv analysierten Feldern der IPV-Komponenten werden mesoskalige Strukturen nur unzureichend aufgelöst. In einzelnen Schnitten senkrecht zur Front wird deutlich, daß das breite Stromband entlang der Mäanderflanke (Leach, 1986) aus zwei Jets besteht. Diese Jets weisen eine asymmetrische Vorticitystruktur auf. Der Absolutbetrag der antizyklonalen Scherungen ist dabei kleiner als der der zyklonalen Scherung. Diese Struktur wurde von Onken (1986) mit einem zweidimensionalen Frontogenesemodell vorhergesagt (siehe Abschnitt I.4). Nach einer Deformationsphase von 3 Tagen hat sich in diesem Modell ein starker Jet ausgebildet und die Jetachse ist gegen den Anfangs vertikalen Verlauf zur zyklonalen Seite geneigt. Gleichzeitig hat sich die relative Vorticity auf beiden Seiten des Jets verstärkt, wobei die Verteilung der relativen Vorticity im Endstadium der Frontogenese starke Asymmetrien aufwies (Abb. 1.11). Die größten Absolutbeträge lagen auf der zyklonalen Seite in einer auf die oberen Schichten konzentrierten Zelle. Die antizyklonale Vorticity ist wegen der Erhaltung der IPV auf $-f$ limitiert, wogegen das Wachstum der zyklonalen Vorticity dadurch nicht begrenzt ist. Entsprechend wuchs der Isopyknenabstand auf der zyklonalen Seite und verringerte sich auf der antizyklonalen Seite. Dabei verschob sich die Region maximalen Isopyknenabstands zur zyklonalen Seite (Abb. 1.12).

Dieser Mechanismus bietet eine Erklärung für die Abstandsanomalien, die sich auf der zyklonalen Seite des westlichen Jets (Abb. 8.11b) befinden und die in den oberen Schichten besonders stark ausgeprägt sind. Die Größenordnung der relativen Vorticity ($\zeta/f = 0.48$) zeigt allerdings, daß die Amplitude der Anomalie nicht vollständig durch das Strecken von Vortexelementen erklärt werden kann. Das Fehlen derartiger Anomalien im östlichen Jet deutet vielmehr darauf hin, daß weitere Prozesse zur Erklärung herangezogen werden müssen. Die Abbildung 8.13 faßt diese Prozesse schematisch zusammen. Im Abschnitt VI.6 wurde bereits auf die Advektion thermohaliner Bänderstrukturen durch die Jets hingewiesen. Die Korrelation zwischen isopyknischer Temperatur und IPV existiert zumindest qualitativ auch auf den Isopyknen im N^2 -Maximum. Der westliche Jet würde somit relativ warmes Wasser mit niedriger IPV (großem Isopyknenabstand) in eine kalte Umgebung mit höherer IPV transportieren. Der schraffierte

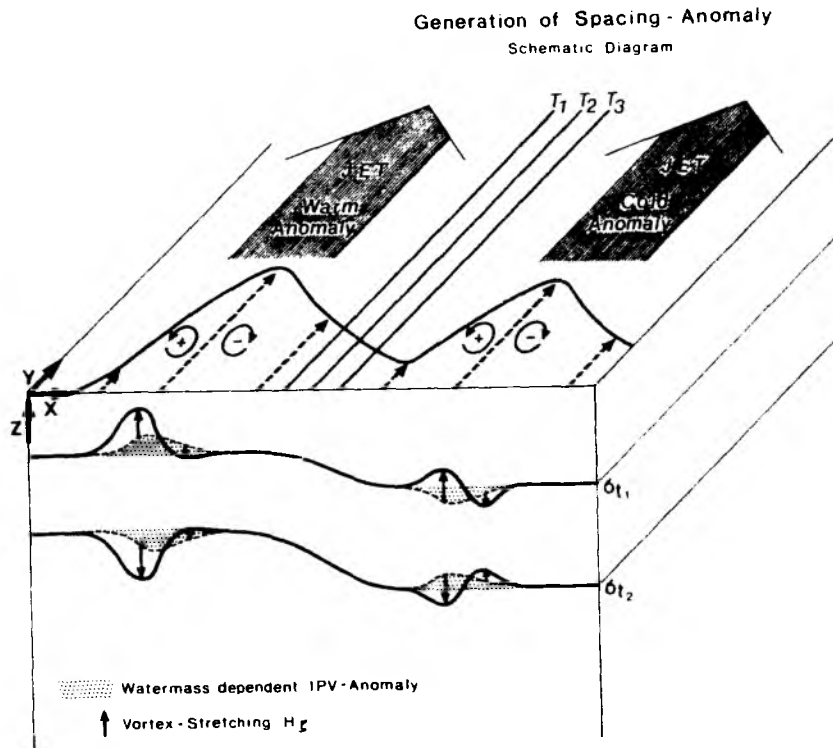


Abb. 8.13

Schematisch dargestellte Erzeugung von Anomalien des Isopyknen-abstands (in Anlehnung an die Verhältnisse auf dem Schnitt C312). Die Isothermen T_1, T_2, T_3 kennzeichnen den Bereich des Thermoklinitätsmaximums.

Durch die Jets werden Anomalien der Temperatur und der IPV (Punktraster) advektiert (warm $\hat{=}$ niedrige IPV, kalt $\hat{=}$ hohe IPV). Dicke Linien repräsentieren den gemessenen Verlauf der Isopyknen. Zyklonale Vorticity wirkt verstärkend auf die positive Abstands-anomalie im Westen und abschwächend auf die negative Anomalie im Osten. Umgekehrt gilt das für die schwächere antizyklonale Vorticity. Das Strecken und Stauchen der Vortexelemente (H_g) folgt aus der Kompensation der relativen Vorticity bei Erhaltung der IPV.

Bereich in der Abbildung 8.13 repräsentiert die wassermassenbedingte IPV-Anomalie. Zusätzlich würde die starke zyklonale Vorticity durch Strecken der Vortexelemente (angedeutet durch die vertikalen Pfeile) die Abstands-anomalie verstärken. Im östlichen Jet würde relativ kaltes Wasser mit höherer IPV (geringerem Isopyknenabstand) in eine Umgebung mit niedriger IPV eindringen. Zyklonale relative Vorticity wirkt hier abschwächend auf die Anomalie des Isopyknenabstandes.

Die Erzeugung von IPV-Bänderstrukturen im instabilen Jet einer mesoskaligen IPV-Front konnte von Onken (1986) simuliert werden. Die individuelle Erhaltung der IPV war in diesem Modell gewährleistet. Durch die ageostrophische Komponente des Geschwindigkeitsfeldes wurden Wasserpartikel mit ihrer Temperatur und IPV über die Front hinweg ausgetauscht, und die so entstehenden Anomalien durch den Jet advektiert und in den Mäandern aufgespult. Die Konzentration dieser schmalen Abstands-anomalien an der Obergrenze der saisonalen Sprungschicht bietet eine Erklärung für die relativ kurzen Korrelationsskalen des Isopyknenabstandes in dieser Schicht.

Zum Abschluß dieser Diskussion sei nochmals darauf hingewiesen, daß über die Vertikalstruktur der relativen Vorticity keine Aussagen gemacht werden können, da nur Oberflächenströmungen gemessen wurden. Die Analyse beruht deshalb auf der Annahme, daß Änderungen der relativen Vorticity über den Meßtiefenbereich zu vernachlässigen sind. Die Voraussetzung für eine quantitative Analyse der mesoskaligen IPV-Strukturen ist eine deutlich verbesserte horizontale Auflösung des Strömungsfeldes. In den hier vorgestellten Messungen ist das Enstrophie-Spektrum bei Wellenzahlen beschnitten, die dem Abstand der Satellitenfixpunkte entsprechen. Kontinuierliche Navigation würde einen deutlichen Fortschritt in der Analyse mesoskaliger Fronten im offenen Ozean bringen.

IX SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

Im Hinblick auf die im Abschnitt I.6 aufgeworfenen Fragen sollen im abschließenden Kapitel dieser Arbeit die wichtigsten Ergebnisse hervorgehoben und ein zusammenfassendes Bild der mesoskaligen Front und ihrer synoptischskaligen Umgebung skizziert werden.

Obwohl die Entwicklung des SEA-ROVER zum Zeitpunkt des Experiments nicht abgeschlossen war, konnte bereits ein Datensatz gewonnen werden, der Einblicke in die komplexe Struktur einer mesoskaligen Front im Geschwindigkeitsfeld synoptischskaliger Mäander erlaubt. Besonders wichtig für die Analyse war die Möglichkeit, Strömungen unabhängig von den hydrographischen Daten zu messen. Der Tauchtiefenbereich des Schleppfisches und die hohen Rossby-Zahlen ließen eine Schätzung des Strömungsfeldes nach der dynamischen Methode nicht zu.

Erst durch die gemeinsame Analyse mit der großräumigen Umgebung (Mäander) wurden bestimmte Eigenschaften der mesoskaligen Front erklärbar. In diesem Zusammenhang seien die Verschärfung der IPV- und Temperaturgradienten in den Konfluenzzonen des Geschwindigkeitsfeldes, die Variation der IPV mit der T-S-Beziehung und die Bänderstrukturen der passiven und aktiven Skalare erwähnt. Die Grundlage für die gemeinsame Analyse wurde bereits durch die Gestaltung des Experiments geschaffen. Neu an diesem Experiment war, daß mit einem einzelnen Schiff zunächst eine "Momentaufnahme" der synoptischskaligen Mäander gewonnen und anschließend die in diese Struktur eingebettete mesoskalige Front hochauflösend vermessen wurde.

Es soll an dieser Stelle nochmals erwähnt werden, daß die Darstellung auf Isopyknen (isopyknische Analyse) drei wesentliche Vorteile gegenüber der klassischen Darstellung in Druckkoordinaten aufweist. Sie erlaubt:

- 1) die Trennung des Parameterfeldes in dynamisch aktive und passive Parameter;
- 2) die Eliminierung der Internen Wellen in den Verteilungen der passiven Parameter (z.B. Temperatur auf Dichteflächen); nur energiearme Interne Wellen mit hohen Moden beeinflussen die dynamisch aktive IPV;
- 3) die Definition von Wassermassen anhand nur eines Parameters (Temperatur oder Salzgehalt).

Damit ergibt sich folgendes Bild: Gyreskalige Gradienten der aktiven und passiven Parameter werden in den Konfluenzzonen des mäandrierenden

Geschwindigkeitsfeldes zu mesoskaligen Fronten verschärft. Dies wird durch den Vergleich der Strömungsmessungen und der Flächendarstellungen dieser Parameter deutlich und wird durch die Satellitenaufnahme der Meeresoberflächentemperatur in eindrucksvoller Weise bestätigt. Die schärfste Front trennt den Trog des Mäanders vom Rücken und bildet den thermohalinen Übergang zwischen dem kalten salzarmen Wasser des zyklonalen und dem wärmeren salzreichen des antizyklonalen Gyres. Die horizontale Ausdehnung der Front ist stark anisotrop, die Längsfrontskala (~ 150 km) ist mit der Mäanderamplitude vergleichbar, und die Breite der thermohalinen Zone liegt in einzelnen Schnitten bei 5 - 10 km. Bänderstrukturen, deren T-S-Verhältnis von dem der Umgebung abweicht, werden durch schmale Jets auf beiden Seiten des Thermoklinitätsmaximums advektiert. Diese Bänder werden jeweils durch Zonen extremer thermohaliner Gradienten begrenzt, die an der Obergrenze der saisonalen Sprungschicht zur zyklonalen Seite des Jets verschoben sind. Derartige Verschiebungen des Thermoklinitätsmaximums können durch die geostrophische Zirkulation an mesoskaligen Jets mit hoher Rossby-Zahl erklärt werden. Schmale Bereiche mit starker zyklonaler Scherung und breitere antizyklonal gescherte Bereiche charakterisieren die asymmetrische Struktur der beobachteten Jets. Lokale Rossby-Zahlen in der Größenordnung von 0.5 sind ein Maß für den ageostrophischen Anteil dieser Strömungen.

Unterschiede in den Horizontalskalen der dynamisch aktiven Baroklinität und der passiven Thermoklinität konnten nicht nachgewiesen werden. Vielmehr deuten die Extremwerte der Baroklinität im Bereich der Jets darauf hin, daß die dynamisch aktiven Zonen im Bereich der thermohalinen Seitenbänder zu finden sind. Das Vorzeichen der Baroklinität weist dabei auf einen nach unten zunehmenden geostrophischen Strom hin.

Auf den synoptischen Skalen (~ 100 km) ist der vertikale Abstand zwischen Isopyknen die dominierende Komponente der dynamisch aktiven IPV. Geringe Abstände im zyklonalen Mäandertrog bedeuten hohe IPV- und große Isopyknenabstände im Mäanderrücken niedrigerer IPV-Werte. T-S-Verhältnis und IPV sind auf der tiefsten Isopykne des Meßbereichs signifikant miteinander korreliert. Diese Korrelation wird durch das "Einfrieren" dieser Größen in der saisonalen Sprungschicht zum Zeitpunkt der frühjährlichen Erwärmung begründet. Ein weiteres Bestandteil dieses konzeptuellen Modells ist die großräumige Zirkulation, durch die Wassermassen aus verschiedenen Ursprungsgebieten im Meßgebiet zusammengezogen werden können. Während die Gradienten

passiver Skalare kinematisch zu mesoskaligen Fronten umgeformt werden, ist der Respons der IPV auf die Verschärfung durch das synoptischskalige Geschwindigkeitsfeld dynamischer Natur. Große Rossby-Zahlen (~ 0.5) in schmalen Bändern entlang der Front sind Merkmale dieser dynamischen Wechselwirkung zwischen IPV und Strömungsfeld. In der unmittelbaren Umgebung der Front muß deshalb die relative Vorticity bei der IPV-Berechnung berücksichtigt werden. Unterschätzung des IPV-Gradienten um einen Faktor 2 wäre die Folge einer Vernachlässigung der relativen Vorticity. Die Bildung mesoskaliger IPV-Fronten kann damit als Teil der Kaskade potentieller Enstrophie angesehen werden. Durch die Advektion von IPV-Anomalien und deren Aufspulen in synoptischskaligen Wirbeln kann diese Kaskade zu höheren Wellenzahlen fortgesetzt werden.

Im Hinblick auf zukünftige Frontexperimente mit dem SEA-ROVER sollten zwei Aspekte besonders beachtet werden. Die Erweiterung der Schleppfishtauchtiefe würde die Erfassung tieferer Strukturen gewährleisten; der Vorteil dabei wäre, daß der Einfluß diabatischer Prozesse, wie Änderung der IPV durch direkte Erwärmung, verringert würde. Noch wichtiger erscheint die Verbesserung der horizontalen Auflösung in den Strömungsmessungen, durch die auch eine quantitative Analyse der relativen Vorticity auf Skalen von einigen Kilometern möglich würde.

LITERATUR

- Aken, van, H.M. (1981) The Thermohaline Fine Structure in the North Rockall Trough.
Dissertation, Universität Utrecht.
- Barkmann, W. (1986) Der Einfluß der Wärmebilanz auf die Struktur der saisonalen Grenzschicht.
- Bauer, J., Woods, J.D. (1984) Isopycnic Atlas of the North Atlantic Ocean. Ber. Inst. f. Meeresk., 132, Universität Kiel.
- Bauer, J., Fischer, J., Leach, H., Woods, J.D. (1985) SEA ROVER Data Report I, North Atlantic 1981 - NOA'81.
Ber. Inst. f. Meeresk., 143, Universität Kiel.
- Bergeron, T. (1928) Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse I. Geof. Publ., 5, 1-111.
- Bleck, R., Boudra, D.B. (1981) Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. J. Phys. Oc., 11, 755-770.
- Bleck, R., Onken, R., Woods, J.D. (1987) A two-dimensional model of meso-scale frontogenesis in the ocean.
Quart. J. Roy. Met. Soc. (eingereicht).
- Bowman, M.J., Esaias, W.E. (1978) Oceanic Fronts in Coastal Processes.
Springer-Verlag, Berlin.
- Collins, D.S., Pollard, R.T., Pu, S. (1983) Long Sea-Soar CTD sections in the northeast Atlantic Ocean collected during RRS Discovery Cruise 116. Institute of Oceanographic Sciences, Report No. 148, 77 pp.
- Cromwell, T., Reid, J.L. (1956) A study of oceanic fronts.
Tellus, 8, 94-101.
- Cushman-Roisin, B. (1981) Effects of horizontal advection on upper ocean mixing: A case of frontogenesis.
J. Phys. Oc., 11, 1345-1356.
- Cushman-Roisin, B., Heil, W., Nof, D. (1985) Oscillations and rotation of elliptical warm-core rings.
J. Geophys. Res., 90(C6), 11756-11764.

- Dessureault, J.G. (1976) Batfish. A depth controllable towed body for collecting oceanographic data.
Ocean Engineering, 3, 99-111.
- Dettmann, E. (1981) Konzeption, Gestaltung und Anwendung eines ozeanographischen Schleppsystems. Dissertation, Universität Hannover.
- Dietrich, G. (1969) Atlas of the Hydrography of the Northern North Atlantic Ocean.
Conseil Intern. pour l'Exploration de la Mer, Service Hydrographie, Charlottenlund Slot, Denmark. 140 pp.
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauß, W., Siedler, G. (1975) Allgemeine Meereskunde.
3. Aufl., Gebrüder Bornträger - Berlin - Stuttgart, 593 pp.
- Eliassen, A. (1962) On the vertical circulation in frontal zones.
Geof. Publ., 24, 147-160.
- Elliott, B.A., Sanford, T.B. (1986) The subthermocline lens D1. Part II: Kinematics and dynamics.
J. Phys. Oc., 16, 549-561.
- Ertel, H. (1942) Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz.
Meteorol. Z., 59, 271-281.
- Fischer, J., Meinke, C., Minnett, P.J., Rehberg, V., Strass, V. (1985) A description of the Institut für Meereskunde Schleppfisch-System.
Techn. Ber. Nr. 1 der Abt. Regionale Ozeanographie des Instituts für Meereskunde, Kiel, 2. Aufl.
- Fuglister, F. (1963) Gulf Stream '60.
Progr. in Oceanogr., 1, 265-373.
- Gargett, A.E. (1978) Microstructure and fine structure in an upper ocean frontal regime.
J. Geophys. Res., 83(C10), 5123-5134.
- Gill, A.E. (1982) (Hrsg.) Atmosphere-Ocean Dynamics.
Academic Press, New York, 662 pp.
- Harvey, J., Glynn, S. (1985) Water mass structure and transport in the Tourbillon eddy.
Deep-Sea Res., 32(6), 675-695.

Holton, J. (1979) Fronts and Frontogenesis.

Kapitel 9.4. in: Holton, J. (Hrsg.) An Introduction to Dynamic Meteorology. Academic Press, New York, 236-246.

Horch, A. (1984) Eine Beschreibung der NOVA-Software für Schleppfisch-Experimente.

Techn. Ber. Nr. 5 der Abt. Regionale Ozeanographie des Instituts für Meereskunde, Kiel, 2. Aufl.

Horch, A., Barkmann, W., Woods, J.D. (1983) Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie.

Ber. Inst. f. Meeresk., 120, 190 pp.

Hoskins, B.J. (1982) The mathematical theory of frontogenesis.

Ann. Rev. Fluid Mech., 14, 131-151.

Hoskins, B.J., Bretherton, F.P. (1972) Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution.

J. Atm. Sci., 29, 11-37.

Hoskins, B.J., McIntyre, M.E., Robertson, A.W. (1985) On the use and significance of isentropic potential vorticity maps.

Quart. J. Roy. Met. Soc., 111, 877-946.

Hoskins, B.J., West, N.G. (1979) Baroclinic waves and frontogenesis.

Part II: Uniform potential vorticity jet flows - cold and warm fronts.

J. Atm. Sci., 36, 1663-1680.

Johannessen, O.M. (1975) A review of oceanic fronts.

SACLANTCEN Conference Proceedings No. 17.

Johannessen, O.M., Good, D., Smullenburger, C. (1977) Observation of an oceanic front in the Ionian Sea during early winter 1970.

J. Geophys. Res., 82, 1381-1391.

Käse, R.H., Clarke, R.A. (1978) High frequency internal waves in the upper thermocline during GATE.

Deep-Sea Res., 25, 815-825.

Käse, R.H., Siedler, G. (1980) Internal wave kinematics in the upper tropical Atlantic.

Deep-Sea Res., 26 (Supplement), 161-189.

- Katz, E.J. (1969) Further study of a front in the Sargasso Sea.
Tellus, 21, 259-269.
- Kosro, P.M., Huyer, A. (1986) CTD and velocity surveys of seaward jets off Northern California, July 1981 and 1982.
J. Geophys. Res., 91(C6), 8680-7690.
- Krauß, W. (1986) The North Atlantic Current.
J. Geophys. Res., 91, 5061-5074.
- Leach, H. (1984) Eine Beschreibung des wissenschaftlichen Navigationssystems des FS "Poseidon".
Techn. Ber. Nr. 2 der Abt. Regionale Ozeanographie des Instituts für Meereskunde, Kiel, 2. Aufl.
- Leach, H. (1986) The analysis of currents measured from a moving ship in the region of the North Atlantic Polar Front.
Deep-Sea Res., 33(8), 1069-1081.
- Leach, H., Minnett, P.J., Woods, J.D. (1985) The GATE Lagrangian Batfish Experiment.
Deep-Sea Res., 32(5), 575-597.
- Legeckis, R. (1978) A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites.
J. Geophys. Res., 83, 4501-4521.
- Levitus, S. (1982) Climatological Atlas of the World Ocean.
NOAA Techn. Paper No. 3, US Dept. of Commerce, Rockville, MD, 173 pp.
- Luyten, J., Pedlosky, J., Stommel, H. (1983) The ventilated thermocline.
J. Phys. Oc., 13, 292-309.
- MacVean, M.K. (1976) Models of upper ocean fronts.
Dissertation, University of Southampton, Southampton, England, 204 pp.
- MacVean, M.K., Woods, J.D. (1980) Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis: a numerical model.
Quart. J. Roy. Met. Soc., 106, 293-311.
- McDowell, S., Rhines, P.B., Keffer, T. (1982) North Atlantic potential vorticity and its relation to the general circulation.
J. Phys. Oceanogr., 12, 1417-1436.

- McWilliams, J.C. (1976) Maps from the Mid-Ocean Dynamics Experiment:
Part I. Geostrophic streamfunction
Part II. Potential vorticity and its conservation.
J. Phys. Oceanogr., 6(6), 810-846.
- McWilliams et al. (1983) The local dynamics of eddies in the western North Atlantic.
Kapitel 5 in: Robinson, A.R. (Hrsg.) Eddies in Marine Science.
Springer Verlag, Berlin, 92-113.
- Minnett, P.J. (1978) Mesoscale variability in the tropical thermocline during GATE.
Dissertation, University of Southampton, Southampton, England.
- Mooers, C.N.K. (1978) Oceanic Fronts.
A summary of a Chapman Conference.
- Olbers, D.J. (1981) A formal theory of internal wave scattering with application to ocean fronts.
J. Phys. Oc., 11, 1078-1099.
- Olson, D.B. (1980) The physical oceanography of two rings observed by cyclonic ring experiment: Part II. Dynamics.
J. Phys. Oceanogr., 10, 514-528.
- Onken, R. (1986) Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität mesoskaliger Fronten.
Dissertation, Universität Kiel.
- Orlanski, I., Cox, M.D. (1973) Baroclinic instability in ocean currents.
Geophys. Fluid Dyn., 4, 297-332.
- Palmén, E., Newton, C.W. (1969) Frontogenesis through horizontal motions.
Kap. 9.1 in: Palmén, E., Newton, C.W. (Hrsg.) Atmospheric Circulation Systems, Academic Press, New York, 238-241.
- Pedlosky, J. (1979) (Hrsg.) Geophysical Fluid Dynamics.
Springer Verlag, New York, 624 pp.
- Rhines, P.B. (1975) Waves and turbulence on a β -plane.
J. Fluid Mech., 69, 417-443.

- Rhines, P.B. (1979) Geostrophic turbulence.
Ann. Rev. Fluid Mech., 11, 401-441.
- Robinson, M.K., Bauer, R.A., Schroeder, E.H. (1979) Atlas of North Atlantic - Indian Ocean monthly mean temperatures and mean salinities of the surface layer.
US Naval Oceanographic Office Ref. Pub. 18, Washington, D.C.
- Roden, G.I. (1976) On the structure and prediction of oceanic fronts.
University of Washington, Dept. of Oceanography No. 875, Naval Res. Rev. 29.
- Ruddick, B.R., Turner, J.S. (1979) The vertical length scale of double-diffusive intrusions.
Deep-Sea Res., 26(8A), 903-913.
- Ruddick, B.R., Bennett, A.S. (1985) Fine structure and mixing at the edge of a warm core ring.
J. Geophys. Res., 90(5C), 8943-8951.
- Sarmiento, J.L. (1983) A simulation of bomb-tritium entry into the Atlantic Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 13, 1924-1939.
- Sawyer, J.S. (1956) The vertical circulation of meteorological fronts and its relation to frontogenesis.
Proc. Roy. Soc. Ac., 234, 346-362.
- Stammer, D. (1986)
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Stammer, D., Woods, J.D. (1986) Isopycnic potential vorticity atlas of the North Atlantic Ocean - monthly mean maps and sections.
Ber. Inst. f. Meeresk., Universität Kiel (in Vorbereitung).
- Starr, V.P., Neiburger, M. (1940) Potential vorticity as a conservative property.
J. Mar. Res., 3, 202-210.
- Steele, J.H. (1981) Some varieties of biological oceanography.
Kapitel 12 in: Warren, B.A. and C. Wunsch (Hrsg.) Evolution of Physical Oceanography. MIT Press, Cambridge, Mass. and London, England, 376-383.

- Sy, A. (1985) An alternative editing technique for oceanographic data.
Deep-Sea Res., 32(12), 1591-1599.
- Tang, C.L., Bennett, A.S., Lawrence, D.J. (1985) Thermohaline intrusions
in the frontal zones of a warm-core ring observed by Batfish.
J. Geophys. Res., 90(C5), 8928-8942.
- Turner, J.S. (1978) Double-diffusive intrusions into a density gradient.
J. Geophys. Res., 83, 2887-2901.
- Voorhis, A.D. (1969) The horizontal extent and persistence of thermal fronts
in the Sargasso Sea.
Deep-Sea Res., 16 (Suppl.), 331-337.
- Voorhis, A.D., Hersey, J.B. (1964) Oceanic thermal fronts in the Sargasso
Sea.
J. Geophys. Res., 69, 3809-3814.
- Welander, P. (1981) Mixed layer and fronts in simple ocean circulation
models.
J. Phys. Oceanogr., 11, 148-152.
- Wolf, K.-U. (1985) Phytoplanktonwachstum unter Licht- und Nährstofflimitie-
rung im Deckschichtmodell.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Woods, J.D. (1978) Fronts in the ocean: A review of physical aspects.
SCOR Symposium on Fronts in the Ocean, Brest (Frankreich), Nov. 1978.
- Woods, J.D. (1980) Do waves limit turbulent diffusion in the ocean?
Nature, 288, 219-224.
- Woods, J.D. (1984) The Warmwatersphere of the Northeast Atlantic
- A Miscellany -.
Ber. Inst. Meeresk., 128, Universität Kiel.
- Woods, J.D. (1985a) The physics of thermocline ventilation.
Kapitel 34 in: Nihoul, J.C.J. (Hrsg.) Coupled Ocean - Atmosphere Models,
Elsevier, Amsterdam, 543-590.
- Woods, J.D. (1985b) Eddy-eddy interaction (unveröffentlicht).

- Woods, J.D., Barkmann, W. (1986) A Lagrangian mixed layer model of 18°C water formation.
Nature, 319, 574-576.
- Woods, J.D., Leach, H., Minnett, P.J. (1981) The GATE Lagrangian Batfish-Experiment - Summary Report.
Ber. Inst. für Meeresk., 88, Universität Kiel, 170 pp.
- Woods, J.D., Minnett, P.J. (1979) Analysis of mesoscale thermoclinicity with an example from the tropical thermocline during GATE.
Deep-Sea Res., 26A, 85-96.
- Woods, J.D., Onken, R., Fischer, J. (1986) Thermohaline intrusions created isopycnically at oceanic fronts are inclined to isopycnals.
Nature, 322(6078), 446-449.
- Woods, J.D., Wiley, R.L., Briscoe, M.G. (1977) Vertical circulation at fronts in the upper ocean.
Deep-Sea Res., 24 (Suppl.), 253-275.
- Wüst, G. (1924) Florida- und Antillenstrom.
Veröff. Inst. Meereskunde, Berlin, N.F.(A)G, 1-96.

Figure **Caption**

- 1.0 Climatological spectrum of turbulent kinetic energy in the ocean (from Onken, 1986; after Woods, 1980). Dashed lines indicate tentative spectral slope.
- 1.1 Streamlines of an idealized eddy field and isopleths θ_1 and θ_2 of a passive advected scalar at different time intervals t_0 and $t_0 + \Delta t$ (Palmén and Newton, 1969). The deformation field led to an enhancement of horizontal gradients of θ and a rotation of the isopleths parallel to the axis of dilatation (from Onken, 1986).
- 1.2 Sea surface temperature from ART-measurements. The pattern reveals a meandering thermal front with warm and cold anomalies on either side of the front (Woods et al., 1977).
- 1.3 XBT-section through the front shown in figure 1.2. A sloping warm water intrusion is encountered (Woods et al., 1977).
- 1.4 Density section through a baroclinic front in the eastern North Atlantic, obtained by a towed CTD-system (SeaSoar) (Collins et al., 1983).
- 1.5 Components of quasi-geostrophic potential vorticity deduced from the Mode-dataset in 150 m depth
streamfunction ψ vortex stretching
relative vorticity potential vorticity
(McWilliams, 1976).
- 1.6 Maps of isopycnal temperature and spacing between isopycnals from Batfish-data during GATE (Leach et al., 1985). Shaded areas indicate negative deviations from the mean, i.e. colder water and smaller spacing than on average.
- 1.7 Histograms of vertical spacing between pairs of isopycnals being $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ apart (Leach et al., 1985). Normalization by mean isopycnal spacing eliminates the influence of the mean vertical density gradient and the distributions for different pairs of isopycnals are comparable.
- 1.8 Batfish section through a mesoscale front at the periphery of warm-core ring 82 H (Ruddick and Bennett, 1985).
a) Temperature on σ_t , revealing large thermoclinicity and slope of the thermoclinicity maximum.
b) Salinity on σ_t , revealing large haloclinicity and tongues of anomalous water advected along the front.
c) Pressure on σ_t , revealing large baroclinicity with a vertical change in sign. The thermohaline front is displaced towards large isopycnal spacing.

Figure	Caption
1.9	Development of a passive temperature field during two-dimensional frontogenesis (MacVean and Woods, 1980). a) Initial conditions of temperature and density, b) Temperature and density after 88.21 h of integration.
1.10	Development of mixed-layer depth during frontogenesis (MacVean and Woods, 1980). The mixed-layer is a dynamically passive weakly stratified layer. a) Initial conditions of mixed-layer, density and velocity, b) Mixed-layer, density and isotachs after 77.02 h of integration.
1.11	Development of relative vorticity and density during two-dimensional frontogenesis using a primitive equation model with quasi-isopycnic coordinates (Onken, 1986). Potential vorticity conservation led to the asymmetric structure of the front. Anti-cyclonic vorticity is shaded.
1.12	Development of isopycnic spacing during frontogenesis (Onken, 1986). Vortex-stretching is required to compensate the increase in relative vorticity.
1.13	Dynamics of an unstable (mixed instability) mesoscale jet (Onken, 1986) using a three-dimensional primitive equation model with quasi-isopycnic coordinates. Streamlines and isopleths of ζ/f at the sea surface. Shaded areas indicate vertical velocities in 25 m depth. Ageostrophic currents are represented by arrows.
2.1	Block diagram of the "Poseidon" towed fish system. The main components being first the underwater electronics with sensors monitoring the attitude of the fish and the scientific payload (CTD) and second the microprocessor deck unit to control the fish and store the CTD-data.
2.2	Front and side view of the towed fish showing the main components of the fish and the scientific sensor configuration during the experiment NOA'81.
2.3	Towing arrangement viewed from above on board FS "Poseidon" using the towing winch (10 mm single core cable), the geological boom and the A-Frame.
3.1	Three cycles of the towed fish undulations showing the period and horizontal resolution of the CTD-measurements. The non-exaggerated version gives an impression of the slope of the track.
3.2	Ship's track during the SEA-ROVER experiment in summer 1981. In the lower left corner an expanded graph of the frontal survey is shown.
3.3	Ship's track during the frontal survey in summer 1981.

Figure	Caption
3.4	Climatological depth of the mixed layer in March, derived with a density difference criterion ($\Delta\sigma_t = 0.125 \text{ kg m}^{-3}$) (Woods, 1984; after Levitus, 1982).
3.5	Upper ocean water masses and permanent fronts in the North Atlantic (Woods, 1984; with respect to Dietrich, 1969).
3.6a	Climatological mean depth of $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ in August (Bauer and Woods, 1984). Contour interval is 50 m.
3.6b	Meridional density section along $40^\circ 30' \text{ W}$ derived from the Bauer, Robinson and Schroeder atlas (1984) (Stammer, 1986).
3.7	Climatological temperature distribution on $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ in August (Bauer and Woods, 1984). Contour interval is 0.5 K.
3.8	Climatological salinity distribution on $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ in August (Bauer and Woods, 1984). Contour interval is $0.25 \cdot 10^{-3}$.
3.9a	Climatological distribution of potential vorticity between density surfaces $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ in August (Stammer and Woods, 1987). Heavy dashed lines indicate outcropping of $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$. The area of the NOAA'81 front survey is marked by the rectangular box at 59° N . Contour interval is $0.5 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.
3.9b	Climatological temperature distribution on $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ in August (Bauer and Woods, 1984). Contour interval is 0.5 K for $T > 10^\circ \text{ C}$ and 1 K for $T < 10^\circ \text{ C}$.
3.9c	Variation of IPV (isopycnic potential vorticity) with temperature on $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ in the area $30^\circ \text{ W} - 40^\circ \text{ W}$ and $49^\circ \text{ N} - 53^\circ \text{ N}$; derived from the fields in figures 3.9a and 3.9b.
3.10	Annual displacement of water particles in 159 m depth (Sarmiento, 1983) from the Princeton GCM.
3.11a	Turning depths of the towed fish along section B102 from the Azores via OWS "C" to 55° N .
b	Mixed layer depth derived from the towed CTD-data by a criterion of temperature gradients ($\frac{\partial T}{\partial z} = 0.09 \text{ K/m}$).
3.12	Temperature, salinity and density at the turning depth of the towed fish along section B102.
3.13	1° latitude averages of temperature on isopycnals along section B102 (Bauer, 1987).

Figure	Caption
6.2	Objective analysed temperature on $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$; the contour interval is 0.5 K; grid dimensions are 10•10 km. Areas, where the weighted number of contributions is less than 30, are excluded.
6.3	Objective analysed temperature on $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$; the contour interval is 0.5 K; grid dimensions are 10•10 km. Areas, where the weighted number of contributions is less than 30, are excluded.
6.4	Histograms of temperature on three isopycnals from the frontal survey. The number of contributing data points (n) in each class (0.2 K) was normalized by the total number of data points (N) on the surface in question.
6.5	Histograms of salinity on three isopycnals from the frontal survey. The number of contributing data points (n) in each class ($0.05 \cdot 10^{-3}$) was normalized by the total number of data points (N) on the surface in question.
6.6	Sea surface temperature measured by satellite on the 30.7.1981 (Viehoff, pers. communication). The contour interval is 0.25 K. The date of the measurement corresponds to the date of the high resolution phase of the NOA'81 experiment.
6.7	Section C311: Temperature versus density across the mesoscale front. The contour interval is 0.5 K; the marks at the top refer to the positions of the profiles (every 400 m).
6.8	Section C312: Temperature versus density across the mesoscale front. The contour interval is 0.5 K; the marks at the top refer to the positions of the profiles (every 400 m).
6.9	Section C311: Salinity versus density across the mesoscale front. The contour interval is $0.1 \cdot 10^{-3}$, tick marks at the top refer to the positions of the profiles (every 400 m).
6.10	Section C312: Salinity versus density across the mesoscale front. The contour interval is $0.1 \cdot 10^{-3}$, tick marks at the top refer to the positions of the profiles (every 400 m).
6.11	Ship's track relative to the surface current field during the high resolution part of the survey. Arrows indicate ship's direction.
6.12	Eastern 40 km of section C312: temperature versus density revealing an advective cold tongue at 25 km and a temperature inversion inclined to the isopycnals. The marks at the top are positions of single profiles.

- | Figure | Caption |
|--------|--|
| 6.13 | <p>Mean and standard deviation profiles for three selected regions (marked C, F, W as in fig. 6.7) on section C311;</p> <p>a) averaged horizontally ($P = \text{const}$) over 20 profiles;</p> <p>b) averaged isopycnally ($\sigma_t = \text{const}$) over 20 profiles and plotted versus mean pressure on the isopycnals.</p> |
| 6.14 | <p>Mean and standard deviation profiles for three selected regions (marked C, F, W as in fig. 6.8) on section C312;</p> <p>a) averaged horizontally ($P = \text{const}$) over 20 profiles;</p> <p>b) averaged isopycnally ($\sigma_t = \text{const}$) over 20 profiles and plotted versus mean pressure on the isopycnals.</p> <p>The reduced variability in the isopycnally averaged profiles is due to eliminating the influence of internal wave variability.</p> |
| 6.15 | <p>T-S diagrams averaged isopycnally over 20 profiles on section C311. The numbers at the bottom of the profiles increase from west to east.</p> |
| 6.16 | <p>T-S diagrams averaged isopycnally over 20 profiles on section C312. The numbers at the bottom of the profiles increase from west to east.</p> <p>The western part of both sections with a very narrow T-S relationship is separated by a T-S gap (mesoscale thermohaline front) from the warmer and more saline water in the east.</p> |
| 6.17 | <p>Temperature on density ($\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$) on section C312. The high wavenumber variability has been smoothed out by a spectral filter (cut-off wavelength 2.4 km).</p> |
| 6.18 | <p>Thermoclinicity $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\sigma_t = \text{const}}$ for two isopycnals calculated from the smoothed temperature distribution (see fig. 6.17);</p> <p>a) full line ($\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$) representing the N^2-maximum region</p> <p>b) dashed line ($\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$) the deepest isopycnal within the measurement range.</p> <p>Horizontal arrows indicate the horizontal shift of the thermoclinicity maximum. The jet speed is given by the vectors in the lower part of the graph.</p> |
| 6.19 | <p>The vertical structure of the thermoclinicity maxima in the seasonal thermocline. A schematic diagram of the structures observed in section C312; including the double jet and associated thermoclinicity and the main thermoclinicity maximum between the jets. The ageostrophic circulation, which is in agreement with the prediction of mesoscale frontogenesis (Onken, 1986) may cause the observed slope of the thermoclinicity maxima.</p> |

Figure	Caption
7.1	Weighting function of the isopycnic pressure distribution on $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$; derived from the two-dimensional autocorrelation function.
7.2	Depth of the isopycnal $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ after objective analysis; grid dimensions are $10 \cdot 10 \text{ km}$; the contour interval is 2.5 m ($2.5 \cdot 10^4 \text{ Pa}$). The mean depth of the surface is 38.7 m .
7.3	Histograms of the depth of three selected isopycnals from the frontal survey. The number of contributing data points (n) in each class ($2 \text{ m} = 2.0 \cdot 10^4 \text{ Pa}$) was normalized by the total number of data points (N) on the surface in question.
7.4	Section C311: a) Temperature on $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ b) Depth of $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ Baroclinic zones correspond mainly with thermoclinic regions; no obvious scale differences between both variables are detectable.
7.5	Section C312: a) Temperature on $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ b) Depth of $\sigma_t = 26.6 \text{ kg m}^{-3}$ Baroclinic zones correspond mainly with thermoclinic regions; no obvious scale differences between both variables are detectable.
8.1	Mean N^2 -profile plotted versus σ_t for the survey area between 50° N and 52° N and $37^\circ 9' \text{ W}$ and 33° W . Included are only those isopycnals, which were everywhere inside the seasonal pycnocline. Outcropping surfaces lie within the shaded density range. The numbers are the mean vertical spacing between isopycnals being $\Delta\sigma_t = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ apart.
8.2	Zonal and meridional autocorrelation functions of isopycnic spacing on three selected isopycnals for the front survey.
8.3	Deviation from mean isopycnic spacing ($\bar{H} = 2.5 \text{ m}$) between density surfaces $\sigma_t = 26.35 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_t = 26.45 \text{ kg m}^{-3}$ from the N^2 -maximum region. Smaller than average values have been shaded; areas outside confidence limits are hatched. The contour interval is 0.25 m ($10^4 \text{ Pa} \approx 1 \text{ m}$).
8.4	Deviation from mean isopycnic spacing ($\bar{H} = 5.8 \text{ m}$) between density surfaces $\sigma_t = 26.65 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_t = 26.75 \text{ kg m}^{-3}$ just below the N^2 -maximum region. Smaller than average values have been shaded; areas outside confidence limits are hatched. The contour interval is 0.5 m ($10^4 \text{ Pa} \approx 1 \text{ m}$).

Figure	Caption
8.5	Deviation from mean isopycnic spacing ($\bar{H} = 11.2$ m) between $\sigma_t = 26.86$ kg m ⁻³ and $\sigma_t = 26.95$ kg m ⁻³ (the deepest possible surfaces). Smaller than average values have been shaded; areas outside confidence limits are hatched. The contour interval is 2 m (10 ⁴ Pa \approx 1 m).
8.6a	Potential vorticity between $\sigma_t = 26.85$ kg m ⁻³ and $\sigma_t = 26.95$ kg m ⁻³ derived from hydrographic data alone (i.e. the Sverdrupian isopycnic potential vorticity). The contour interval is 0.2 rad Gm ⁻¹ s ⁻¹ .
8.6b	Potential vorticity between $\sigma_t = 26.85$ kg m ⁻³ and $\sigma_t = 26.95$ kg m ⁻³ derived from the absolute vorticity (including relative vorticity from current measurements) and hydrographic data. The contour interval is 0.2 rad Gm ⁻¹ s ⁻¹ .
8.7	Variation of isopycnic potential vorticity with temperature on $\sigma_t = 26.9$ kg m ⁻³ , including the regression line and significance levels obtained by a least squares fit; a) derived from hydrographic data and planetary vorticity (see fig. 8.6a); b) derived from hydrographic data and absolute vorticity (see fig. 8.6b).
8.8	Profiler of the mean Sverdrupian isopycnic potential vorticity differences between the main water masses at the Polar Front. Dashed lines are 95 % significance levels. The IPV difference changes sign below the N ² -maximum.
8.9	Mean and normalized variance of isopycnic spacing for sections C311 and C312 as a function of density. The density interval is $\Delta\sigma_t = 0.1$ kg m ⁻³ .
8.10	Section C311: Normalized spacing anomaly (H'/\bar{H}), where \bar{H} is the mean vertical spacing between two isopycnals being $\Delta\sigma_t = 0.1$ kg m ⁻³ apart. H' is the local deviation from \bar{H} .
8.11a	Section C312: Normalised spacing anomaly (H'/\bar{H}), where \bar{H} is the mean vertical spacing between two isopycnals being $\Delta\sigma_t = 0.1$ kg m ⁻³ apart. H' is the local deviation from \bar{H} .
8.11b	Surface current and relative vorticity. V_{\perp} is the component perpendicular to the section, representing the frontal jet; $\frac{\partial V}{\partial L}$ is the cross-jet shear (relative vorticity).

Figure	Caption
8.12	<p>Schematic diagram of IPV-generation during spring for two different oceanic regimes. The heavy lines show the vernal rise of the seasonal pycnocline. The subduction of isopycnals into the pycnocline depends on the maximum convection depth, the mixed layer density in winter and the surface buoyancy fluxes in the heating season. During subduction the IPV-TS correlation is established.</p>
8.13	<p>Schematic graph of the generation of isopycnic spacing anomalies on section C312. The isotherms T_1, T_2 and T_3 show the region of the thermoclinicity maximum. Anomalies of temperature and IPV are advected at both sides of the water mass boundary by the jets (warm \rightleftharpoons high IPV). Heavy lines are observed structures of the isopycnals. Cyclonic relative vorticity will enhance the positive spacing anomaly in the western jet and decrease the negative anomaly in the eastern jet. The opposite is true for the weaker anticyclonic vorticity. Stretching and squeezing of vortex elements (H_C) is a consequence of vorticity compensation in IPV-conserving fluids.</p>

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 133 an der Universität Kiel angefertigt.

Für die Auswahl des Themas und die vorzügliche Betreuung bin ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Dr.h.c. J.D. Woods zu großem Dank verpflichtet.

An dieser Stelle sei allen Kollegen, die zum Gelingen der Expedition beitrugen, die bei der Erstellung der Hardware und Software des SEA-ROVER mithalfen und die Teile der Datenverarbeitung durchführten, herzlich gedankt.

Für konstruktive Kritik und viele Anregung sei den Herren Dr. H. Leach und Dr. R. Onken besonders gedankt.

Ein besonderer Dank gebührt den Mitarbeitern der Forschungsanstalt für Wasserschall- und Geophysik der Bundeswehr, Herrn Dr. Bauer, Herrn Dr. Dettmann und Herrn Fechner, die wesentliche Teile Ihres Batfish-Kontrollsystems zur Verfügung stellten.

Für die Erstellung der Graphiken sei Frau I. Oelrichs, Frau E. Petersen, Frau E. Mempel und Herrn A. Eisele herzlich gedankt.

Dank und Anerkennung gebührt auch Frau R. Hermann und Frau C. Schuster für die Anfertigung des Manuskripts.